N° d'ordre : 2765

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS - SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR D'ETAT

Spécialité : SCIENCES PHYSIQUES

par

Bernard FABBRO

ETUDE DE LA BARRIERE DE FISSION DU NOYAU ^{231}Th A L'AIDE DE LA REACTION (d,pf) : MISE EN EVIDENCE D'UN TROISIEME PUITS ASSOCIE A DES CONFIGURATIONS PIRIFORMES DU NOYAU FISSIONNANT

Soutenue le 8 juillet 1983, devant la Commission d'Examen

MM.	H. SERGOLLE	Président
	R. JOLY	
	B. LEROUX	Examinateurs
	D. PAYA	
	P. ROUSSEL	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

N° d'ordre : 2765

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS - SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR D'ETAT

Spécialité : SCIENCES PHYSIQUES

par

Bernard FABBRO

ETUDE DE LA BARRIERE DE FISSION DU NOYAU ^{231}Th A L'AIDE DE LA REACTION (d,pf) : MISE EN EVIDENCE D'UN TROISIEME PUITS ASSOCIE A DES CONFIGURATIONS PIRIFORMES DU NOYAU FISSIONNANT

Soutenue le 8 juillet 1983, devant la Commission d'Examen

MM.	H. SERGOLLE	Président
	R. JOLY	
	B. LEROUX	Examinateurs
	D. PAYA	
	P. ROUSSEL	

A mes chers parents

Abstract

In this work, results of fission probability and fission fragments angular distribution measurements are presented for the ^{230}Th(d,pf) reaction in the region of the sub-fission threshold resonance (E^{*}= 5,85 MeV).

A tandem Van de Graaff accelerator is used. The proton energy is measured by means of a QD3 magnetic spectrometer and two gas counters. The energy resolution obtained is 8 keV($\delta E/E \simeq 9.10^{-4}$). The fission fragments emission angles are measured with two parallel-plates detectors, the anodes of which are made of several angular sectors.

A fine structure is observed in the resonance at 5.85 MeV , the properties of which (parity splitted rotational bands ; $\hbar^2/2\mathcal{J} \simeq$ 2 KeV) permit to conclude that a third minimum exists in the fission barrier of the ^{231}Th nucleus.

REMERCIEMENTS

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué au Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, dans le service DPh-N/MF et à l'accélérateur Tandem du DPh-N/BE.

Je tiens à remercier vivement toutes les personnes qui ont contribué à la réalisation de ce travail et m'ont permis de le mener à bien, en particulier :

M. R. JOLY qui m'a accueilli au DPh-N/MF ainsi que M. R. BERGERE, son successeur, pour le soutien constant qu'ils m'ont apporté.

M. D. PAYA qui a assuré la direction de ce travail avec attention et bienveillance, et auprès de qui j'ai toujours trouvé aide et conseils.

M. H. SERGOLLE qui a accepté de présider la Commission d'Examen ainsi que M. B. LEROUX et M. P. ROUSSEL qui ont bien voulu y participer.

M. J. BLONS qui m'a fait profiter de sa grande expérience du sujet par son aide précieuse et efficace.

M. Y. PATIN pour l'aide et les conseils qu'il m'a donné, ainsi que ses collègues du SPNN-Bruyères-le-Châtel, pour leur collaboration.

M. J. JULIEN pour sa contribution et le soutien qu'il a manifesté envers ce travail, ainsi que M. A. SABIR dont les travaux, antérieurs à cette thèse, ont été très profitables.

M. M. RIBRAG et M. C. MAZUR pour la réalisation des détecteurs à plaques parallèles et la mise en oeuvre de l'électronique.

M. J.M. HISLEUR pour la réalisation et la mise au point des compteurs proportionnels.

UNIV. LEIDEN REF.

M. P. BISENIUS et toute l'équipe de l'atelier du DPh-N/MF, pour leur contribution à la réalisation de ces détecteurs et du dispositif de protection des cibles de thorium 230.

Je remercie également les membres du personnel du DPh-N/BE qui ont contribué à la réussite des expériences:

M. S. HARAR qui nous a accueilli dans son service en nous offrant les meilleurs conditions pour effectuer nos mesures.

M. A. GREINER, pour les nombreuses explications et conseils et dont l'aide généreuse a été décisive lors des premières expériences.

M. J.L. GIRMA et toute l'équipe des conducteurs du Tandem ainsi que M. N. ALAMANOS, M. M. AVRIL, M. B. BERTHIER, M. B. BIANCHI, M.J. FOUAN, M. J. GASTEBOIS, M. R. MOREAU et leurs collègues pour les aides diverses qu'ils m'ont accordées.

Je remercie également :

M. J. PAUWELLS et son équipe du Centre EURATOM de Geel, pour les cibles de thorium, ainsi que Melle DOURY, pour celles de plomb et d'or, toutes d'une excellente qualité.

Mme M.Cauvin et M.M.ALIX pour leur aide quotidienne au cours du dépouillement informatique des données.

Enfin, je tiens à exprimer ma reconnaissance à :

Mme. J. LADAME et ses collègues pour les multiples services rendus avec amabilité et dévouement.

Mme F. LEPAGE et l'équipe du Service de la Documentation et plus particulièrement Mme T. LECUYER, Mme R. CHEVAUX, Mr. J. MATUSZEK et M. E. OLIVIER, pour leur gentillesse et l'excellente présentation matérielle de ce mémoire.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION..... 1

Chapitre I. BARRIERES DE FISSION : DU MODELE DE LA GOUTTE LIQUIDE A LA PREDICTION DU TROISIEME PUITS..... 7

INTRODUCTION..... 7

I.1. Modèle de la goutte liquide..... 11

I.1.1. Paramétrisation de la forme du noyau..... 11

I.1.2. Energie potentielle..... 12

I.1.3. Limites du modèle..... 14

I.2. Méthode de correction de couches. Deuxième puits..... 15

1.2.1. Utilisation du modèle en couches pour le calcul des barrières de fission..... 15

1.2.2. Méthode de correction de couches de Strutinsky..... 17

a) Principe 17

b) Deuxième puits dans la barrière de fission..... 20

I.2.3. Implications expérimentales de l'existence d'un deuxième puits..... 22

a) Etats de classe I et de classe II..... 22

b) Faits expérimentaux expliqués..... 23

c) Fait expérimental non expliqué : l'anomalie du thorium.. 28

I.2.4. Conclusion et perspectives concernant la méthode de correction de couches. Calculs de Hartree-Fock..... 30

Calculs de Hartree-Fock..... 31

I.3. Prise en compte de l'asymétrie de masse - Troisième puits.... 33

I.3.1. Améliorations des calculs de barrières dans le cadre de la méthode de corrections de couches..... 33

I.3.2. Troisième puits dans la barrière de fission..... 34

I.3.3. Possibilité d'une interprétation de l'anomalie du thorium à l'aide du troisième puits..... 37

I.3.4. Comportement du noyau fissionnant dans le troisième puits. 38
a) Dédoublement de parité..... 38
b) Conséquences sur la section efficace de fission..... 44
c) Conséquences sur les distributions angulaires des fragments de fission..... 47
I.3.5. Expériences à haute résolution avec les réactions ^{230,232}Th(n,f)..... 47
a) Réaction ^{230}Th(n,f)..... 48
b) Réaction ^{232}Th(n,f)..... 49
CONCLUSION ET PERSPECTIVES 53
a) Résumé du 1er Chapitre..... 53
b) Intérêt de nouvelles expériences concernant le 3ème puits. Perspectives..... 54
Chapitre II. RECHERCHE DU TROISIEME PUITS PAR REACTION (d,pf) : DEMARCHE EXPERIMENTALE..... 57
INTRODUCTION..... 57
II.1. Choix des conditions expérimentales..... 59
II.1.1. Rappel sur la réaction (n,f). Mécanisme en deux étapes 59
II.1.2. Principe d'une expérience de fission induite par une réaction à deux corps..... 60
II.1.3. Choix de l'accélérateur et du spectromètre..... 62
II.1.4. Choix de la réaction (d,pf)..... 62
II.2. Conditions cinématiques pour la réaction (d,p)..... 63
II.2.1. Transfert de moment angulaire. Prédictions de l'approximation de Born en ondes distordues..... 64
II.2.2. Intérêt de la détection des protons émis vers l'arrière..... 67
a) Orientation du moment angulaire transféré..... 67
b) Conséquence sur la mesure des distributions angulaires des fragments de fission..... 69
c) Conclusion 70
II.2.3. Contraintes expérimentales. Choix définitif des conditions cinématiques..... 70
II.3. Prédiction pour la section efficace de la réaction ^{230}Th(d,pf) 74

Chapitre III. DISPOSITIF DE MESURES..... 77
INTRODUCTION..... 77
III.1. Conditions générales..... 80
III.1.1. Description d'ensemble du dispositif expérimental..... 80
III.1.2. Faisceau..... 82
Réglage normal..... 82
Réglage achromatique..... 84
III.1.3. Cibles..... 85
III.2. Mesure de l'énergie des protons - Résolution..... 86
III.2.1. Spectromètre magnétique QD3..... 86
III.2.2. Compteurs à fil..... 88
a) Caractéristiques et conditions de fonctionnement..... 88
b) Essais de résolution..... 93
III.2.3. Reconstitution des trajectoires..... 95
a) Contexte géométrique et principe..... 95
b) Etalonnage cm/n° de canal..... 99
c) Reconstition en ligne et hors ligne.....100
III.2.4. Mesures de résolution - Conclusions.....101
a) Résolution sur des temps courts. Conclusion concernant le système de mesure : QD3 + compteurs.....101
b) Résolution sur des temps longs. Conclusion concernant le faisceau.....102
III.3. Mesure de l'angle d'émission des fragments de fission..... 104
III.3.1. Détecteurs à plaques parallèles : principe de fonctionnement et conditions d'utilisation..... 104
III.3.2. Secteurs angulaires. Disposition géométrique..... 106
a) Principe de la mesure des angles d'émission des fragments de fission..... 106
b) Influence de la cinématique..... 109
c) Détermination du secteur correspondant au fragment détecté..... 110
III.4. Coïncidence proton-fission. Correction de temps de vol..... 112
III.4.1. Scintillateur plastique..... 112
III.4.2. Mesure du temps de vol des protons..... 113
III.4.3. Correction de temps de vol..... 114
III.4.4. Taux de comptage obtenus..... 117
III.5. Electronique et acquisition..... 119
III.5.1. Dispositif électronique de prise des données..... 119

Coïncidence lente : 1er compteur-scintillateur..... 119
Coïncidence "d,pf" et déclenchement des CTA "PPA" et "PPB"..... 122
Déclenchement de l'acquisition..... 122
III.5.2. Acquisition des données..... 122

Chapitre IV. RESULTATS 125
IV.1. Réaction ^{230}Th(d,pf)^{231}Th..... 126
IV.1.1. Probabilité de fission..... 126
IV.1.2. Examen de la résonance à 5,85 MeV..... 128
a) Probabilité de fission avec conditionnement sur les angles d'émission des fragments de fission..... 128
b) Distributions angulaires des fragments de fission.... 128
IV.2. Réaction ^{232}Th(d,pf)^{233}Th..... 131
IV.3. Réaction ^{232}Th(^{3}He,αf)^{231}Th..... 132
IV.4. Réaction ^{233}U(d,pf)..... 133

Chapitre V. ANALYSE ET INTERPRETATION..... 135

INTRODUCTION..... 135
V.1. Méthode d'analyse..... 135
V.1.1. Introduction. Mécanisme en deux étapes de la réaction (d,pf)..... 135
V.1.2. Expression de la section efficace accessible à la mesure..... 136
V.1.3. Section efficace de formation du noyau composé par la réaction (d,p)..... 139
V.1.4. Désexcitation du noyau composé par émission neutronique. 140
V.1.5. Désexcitation du noyau composé par émission γ..... 141
V.1.6. Densités de niveaux..... 142
V.1.7. Désexcitation du noyau composé par fission..... 143
a) Paramètres pour le calcul des coefficients de transmission $T_f^{J\pi K\gamma}(E^*)$ 143
b) Identification des voies de fissions - Distributions angulaires des fragments de fission..... 148
V.1.8. Résumé - Codes utilisés - Remarques..... 151
V.2. Analyse des résultats expérimentaux..... 152
V.2.1. Réaction ^{230}Th(d,pf)..... 152

a) Valeurs des paramètres de modèle optique..... 152
b) Valeurs des paramètres pour les densités de niveaux.. 155
c) Coefficients $T_{\ell}^{j'}(E_n)$ *et paramètre k*..... 155
d) Analyse des voies de fission..... 156
e) Résultats de l'analyse - Discussion..... 158
V.2.2. Réaction ^{232}Th(d,pf)..... 164
V.3 Conclusion et perspectives..... 166

CONCLUSION..... 169

Annexe I. RECONSTITUTION DES TRAJECTOIRES EN LIGNE..... 171

Annexe II. CALCUL DES SEPARATRICES SUR LES ANODES DES DETECTEURS A PLAQUES PARALLELES..... 175

REFERENCES..... 179

INTRODUCTION

En 1934, E. Fermi réalisa les premières irradiations par neutrons de cibles d'uranium naturel, élément de numéro atomique (Z = 92) le plus élevé alors connu [Fe 34]. Selon les radiochimistes de l'époque, les bombardements de noyaux $^{238}_{92}U$ avec des neutrons devaient provoquer des réactions de capture suivies de désintégration β et conduire ainsi à la formation de noyaux de l'élément Z = 93. C'est au cours de ces expériences que fûrent produites, fortuitement, les premières fissions induites sur des noyaux $^{235}_{92}U$, présents en faible proportion dans les cibles. En 1938-39, après quelques années de recherches intenses, I. Curie et P. Savitch [CS 38], ainsi que O. Hahn et F. Strassmann [HS 38],[HS 39], mirent en évidence la formation d'isotopes de masses atomiques environ moitié de celle de l'uranium. Le phénomène de fission nucléaire fût confirmé, peu de temps après, par des mesures physiques effectuées par F. Joliot [Jo 39] et par L. Meiter et O. Frisch [MF 39].

Près de quarante cinq ans après cette découverte, la fission fait toujours l'objet d'études qui se sont considérablement approfondies. Une théorie complète du processus, acceptée par tous, n'est pas encore définitivement établie. Cependant, depuis la période 1934-1939, on a beaucoup appris et compris sur la fission.

Un premier élément théorique fondamental a été apporté par N. Bohr et J.A. Wheeler [BW 39] qui étudièrent, dans le cadre du modèle de la goutte liquide, les variations de l'énergie potentielle du noyau fissionnant en fonction de sa déformation. Les résultats de cette étude montrent que, pour pouvoir se séparer en deux fragments, le noyau doit franchir une *barrière de potentiel* appelée barrière de fission. Lorsqu'il possède la forme sphérique le "noyau-goutte" est "piégé" dans un puits de potentiel. Ce puits est relié par un col à une vallée qui descend indéfiniment pour les déformations crois-

santes (vallée de fission). Le sommet de ce col (sommet de la barrière) est appelé *point selle*. La séparation en deux fragments distincts, qui définit le *point de scission*, se produit dans la "descente" après passage par le point selle. Lorsque la barrière de fission est franchie, le processus de séparation en deux fragments est donc amorcé de façon irréversible.

Schématiquement, on peut considérer que l'étude de la fission comprend deux domaines selon que l'on s'intéresse au système fissionnant avant ou après le franchissement de la barrière de fission.

Avant le franchissement de la barrière, l'évolution du système présente la possibilité d'une certaine réversibilité. L'étude du noyau est dans ce cas, étroitement liée à celle des caractéristiques de la barrière de fission. Depuis le modèle de la goutte liquide, beaucoup de progrès ont été effectués et l'on sait aujourd'hui que certaines barrières de fission (dans la région des actinides) présentent un puits intermédiaire (deuxième puits) dans lequel le noyau peut occuper des états métastables, avant de franchir la dernière barrière qui le sépare de la vallée de fission. Le deuxième puits, prévu par les calculs de Strutinsky [St 66],[St 67], est dû aux propriétés quantiques du noyau (effets de couches) et a permis d'expliquer des faits expérimentaux importants, notamment l'existence des isomères de fission [Po 62] et des structures intermédiaires dans certaines sections efficaces de fission induite [Pa 68], [Fu 68]. D'une manière générale, l'étude des barrières de fission permet principalement d'interpréter la plupart des propriétés des sections efficaces de fission induite, les valeurs des durées de vie en fission spontanée et le comportement des noyaux fissionnants très déformés.

Après le franchissement de la (dernière) barrière, le système fissionnant subit une évolution complètement irréversible qui le conduit à la scission et, au delà, à une configuration finale qui correspond à deux fragments s'éloignant l'un de l'autre avec une énergie cinétique importante ($\sim$ 50 à 100 MeV)(*).

L'étude de la nature des fragments produits (mesure des charges et des masses) montre qu'il existe une très grande variété de fragments. En général, la fission conduit à des fragments de masses différentes (pour des énergies d'excitation du noyau fissionnant situés toutefois pas trop au-dessus du seuil de fission).

(*) Assez fréquemment, ces fragments se sont désexcités en évaporant des neutrons. D'autre part, il peut exister, exceptionnelement, des processus à trois corps (deux fragments et une particule α).

Le fait que la fission se déroule de préférence de façon asymétrique soulève alors la question suivante : l'asymétrie observée au niveau des fragments, "longtemps" après la scission, résulte-t-elle de propriétés de la barrière ou de processus se déroulant au cours de la "descente" entre le point selle et le point de scission ?

Le présent travail entre dans le cadre d'une étude dont le but est de montrer que, dans certains cas, le noyau fissionnant peut déjà présenter une asymétrie en masse au cours du franchissement de la barrière. Les premiers calculs théoriques prévoyant le caractère asymétrique en masse de la plupart des actinides au niveau du second point selle ont commencé en 1970 [MN 70], [MS 71], [Mö 72], [Mu 73], [LL 74], [MN 74]. Pour les actinides légers, en particulier les isotopes du thorium, P. Möller et J.R. Nix prévoient l'existence d'un *troisième puits* peu profond ($\sim$ 1 MeV) dans lequel le noyau peut "vivre" pendant un certain temps, dans un état métastable, en ayant approximativement la forme d'une poire. Sans exclure la possibilité de processus "post-point selle" responsables d'une évolution vers l'asymétrie, il semblerait donc que la rupture de la symétrie de masse puisse se produire, dans le cas des isotopes du thorium, dans une configuration où les préfragments sont encore peu individualisés et qu'il puisse exister une contribution des propriétés de la barrière de fission à l'évolution vers l'asymétrie de masse pour certains systèmes fissionnants. D'autre part, l'existence du troisième puits permettrait d'expliquer un fait expérimental important : l'anomalie du thorium . Cette anomalie consiste en la présence de résonances "anormales" dans les sections efficaces de fission de quelques actinides légers, en particulier les noyaux ^{231}Th et ^{233}Th (résonance à 720 keV de la réaction ^{230}Th(n,f), résonances à 1,6 MeV et 1,7 meV de la réaction ^{232}Th(n,f) - énergie de neutrons). Il n'est pas possible d'interpréter ces résonances comme des états métastables du second puits ; en revanche, elles pourraient très bien correspondre à des états métastables du troisième puits.

On voit donc clairement l'intérêt d'expériences visant à mettre en évidence le troisième puits. De ce point de vue, il se trouve que cette mise en évidence peut se faire sans ambiguité. En effet, on peut montrer que l'asymétrie en masse du noyau fissionnant (dont découle une asymétrie droite-gauche de ce noyau) entraine que les états métastables du troisième puits se "dédoublent" en états de parités opposées. Il en résulte notamment que les résonances "anormales" observées dans le cas de la fission des noyaux ^{231,233}Th doivent

présenter une *structure fine caractéristique* qui correspond à deux bandes de rotation de parités opposées et globalement décalées en énergie ; cette structure fine constituerait donc une véritable signature du troisième puits.

La première observation d'une telle structure fine a été réalisée par J. Blons et al. dans le cas des réactions ^{232}Th(n,f) [Bl 75] et ^{230}Th(n,f) [Bl 78]. Les résultats obtenus montrent nettement la présence de deux bandes de rotation possédant cette propriété de dédoublement. Il semble ainsi qu'une sérieuse option puisse être prise en faveur de l'interprétation selon laquelle il existe un troisième puits dans les barrières de fission des noyaux ^{231,233}Th, ceci d'autant plus que les valeurs des paramètres de barrière déduits de ces résultats expérimentaux concordent bien avec les valeurs théoriques [Bl 82].

Ces expériences sont néanmoins les seules qui ont été effectuées jusqu'à présent. Il parait donc fondé de se tourner à nouveau vers l'expérience pour réaliser des mesures à partir desquelles on pourrait observer la structure fine mentionnée précédemment à l'aide *d'autres réactions*. On disposerait alors, d'une plus grande "moisson" de données expérimentales, obtenues par des voies différentes. Ceci permettrait de soumettre une plus large variété de résultats à l'analyse et de donner par conséquent plus de poids aux conclusions qui en découleraient.

Ces motivations, nous ont amenés à envisager la réalisation d'expériences utilisant la réaction (d,pf). La réaction (d,p) permet en effet d'apporter plus de moment angulaire que la réaction de capture d'un neutron. On peut ainsi alimenter des états de spins plus élevés dans les bandes de rotation évoquées précédemment. Des calculs préliminaires indiquent par exemple que la réaction ^{230}Th(d,pf) permettrait d'observer des états de spins compris entre $\frac{1}{2}$ et $\frac{13}{2}$, alors qu'avec la réaction ^{230}Th(n,f) on a observé des états de spins compris entre $\frac{1}{2}$ et $\frac{7}{2}$.

Nous avons effectué une série d'expériences sur les réactions ^{230,232}Th (d,pf) en utilisant un appareillage expérimental de haute résolution en énerfie. Les largeurs des résonances fines correspondant aux états de rotation du troisième puits sont en effet de l'ordre de 7 keV. Une autre difficulté de ce type d'expérience tient dans la faiblesse des taux de comptage, ce qui nécessite des temps de faisceau de l'ordre de deux semaines minimum et une stabilisation appropriée de l'appareillage.

Dans le premier chapitre, nous rappelerons quelques éléments théoriques concernant les barrières de fission et le troisième puits.

Nous exposerons ensuite, au chapitre II, la démarche qui nous a amené à utiliser la réaction (d,pf) et certaines conditions expérimentales.

Le chapitre III est consacré à la description du dispositif expérimental et de sa mise au point.

Les résultats expérimentaux seront présentés au chapitre IV, dans lequel nous présenterons également des résultats sur la réaction $^{233}U(d,pf)$.

L'analyse des résultats sera effectué au chapitre V dans lequel nous présenterons la méthode d'analyse et l'analyse proprement dite.

Chapitre I

BARRIERES DE FISSION:
Du modèle de la goutte liquide à la prédiction du troisième puits

INTRODUCTION

Les premières tentatives d'approche théorique du phénomène de fission nucléaire datent de 1939, avec le modèle de la goutte liquide dont le principal mérite est de rendre compte de l'existence de la barrière de fission [BW 39]. La fission est en effet soumise à des conditions énergétiques qui se manifestent par la présence d'une sorte de "résistance à la fission" d'importance variable selon les noyaux comme en témoigne la grande variété des périodes de fission spontannée ou des seuils de fission induite. L'origine de cette "résistance" peut s'expliquer simplement en supposant, comme l'on fait N. Bohr et J.A. Wheeler, que la fission est avant tout un phénomène collectif au cours duquel le noyau subit un changement de forme radical puisqu'il évolue d'une forme plus ou moins proche de la forme sphérique vers une forme où apparaissent deux pôles de matière nucléaire bien séparés. Dans un tel processus, tous les nucléons participent au mouvement et la déformation collective, en particulier l'élongation, apparait comme la grandeur dynamique jouant le rôle principal dans la fission.

Lorsque cette déformation collective se produit, des variations interviennent dans l'énergie cinétique et potentielle du degré de liberté correspondant. La "résistance à la fission" peut ainsi s'interprêter comme une augmentation de l'énergie potentielle du noyau lorsqu'il se déforme, jusqu'à une valeur critique de la déformation au delà de laquelle cette énergie potentielle décroît indéfiniment. Autrement dit, cette "résistance" prendrait la forme d'une barrière de potentiel dans le degré de liberté associé à la déformation collective du noyau.

Cette barrière de potentiel, ou barrière de fission, détermine les conditions énergétiques nécessaires pour qu'un noyau donné puisse fissionner. En assimilant le noyau à une goutte liquide uniformément chargée et dont la tension superficielle rend compte des effets dus à l'interaction nucléaire, on met en évidence cette variation de l'énergie potentielle : minimale pour la forme sphérique, maximale pour une certaine valeur de l'élongation (point selle) et décroissant ensuite indéfiniment (fig.I.1). Ce modèle, s'il rend compte indéniablement de l'existence de la barrière de fission est néanmoins insuffisant car il n'explique ni les distributions en masse asymétriques des fragments de fission ni la déformation des actinides dans leur état fondamental.

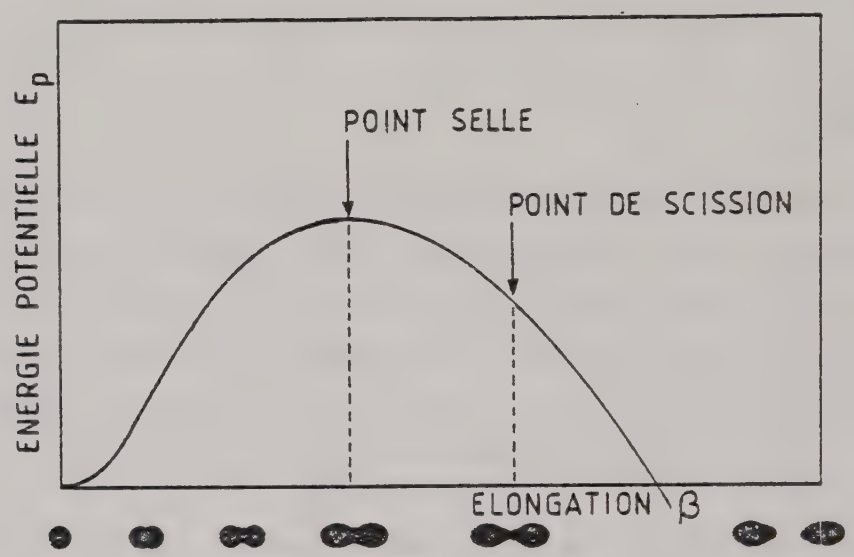


Fig. I.1. Barrière de fission obtenue à partir du modèle de la goutte liquide

Vers les années 60, d'autres faits expérimentaux sont venus encore infirmer le modèle de la goutte liquide : la découverte des isomères de fission [Po 62] et des structures intermédiaires dans les sections efficaces de fission, sous le seuil, de certains actinides [Pa 68], [Fu 68]. Ces résultats fûrent interprétés grâce à l'introduction, dans le calcul des barrières de fission, d'un terme de correction de couches à l'énergie potentielle de goutte liquide, selon une méthode proposée par Strutinsky [St 67], [St 68] et qui s'avéra fructueuse contrairement aux tentatives d'utiliser directement le modèle des couches [Ni 69 a]. Le résultat de cette prise en compte des effets de couches conduit, pour les actinides, à la formation d'une barrière de fission possédant deux puits (fig.I.2).

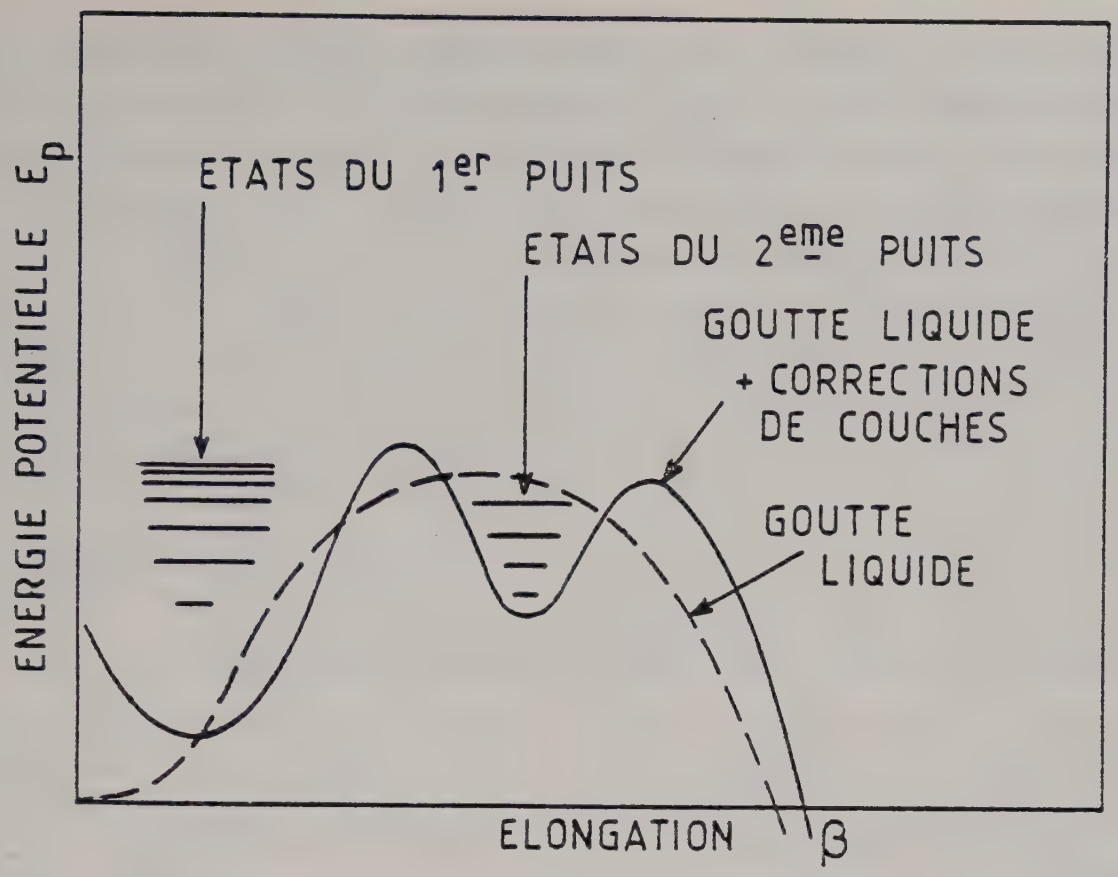


Fig. I.2. Barrière de fission obtenue à partir de la méthode de correction de couches (trait plein).

Le second puits entraine l'existence d'états métastables correspondant à des déformations plus grandes que celles des états du premier puits. Il en résulte la présence, dans les sections efficaces de fission, de résonances situées aux énergies de ces états du second puits. D'autre part, la fission spontannée peut se produire à partir de "l'état fondamental" du second puits, donnant lieu aux isomères de fission.

La découverte du second puits suscita un regain d'intérêt concernant la fission et amena théoriciens et expérimentateurs à des calculs et mesures systématiques pour la région des actinides. Il en résulta un bon accord entre les calculs et l'expérience sauf pour certains actinides légers, en particulier les isotopes du thorium, pour lesquels les valeurs des paramètres de barrière déduites des résonances observées dans les sections efficaces de fission, conduisaient à des barrières dont le fond du deuxième puits se trouvait à des valeurs excédant de plusieurs MeV celles déterminées à partir du calcul théorique (anomalie du thorium). Etant donné que dans les premiers calculs utilisant la méthode de Strutinsky, la symétrie de masse était supposée conservée, on en

est venu, dans les années 70, à prendre en compte un plus grand nombre de paramètres de déformation - dont l'asymétrie de masse - et à dresser une systématique des surfaces d'énergie potentielle pour l'ensemble des actinides [MN 74]. Dans certains cas, un troisième puits peu profond (≃ 1 MeV) apparait à des déformations encore plus grandes que celles correspondant au premier et au second puits et pour des configurations asymétriques en masse du noyau (fig. I.3). Ce troisième puits, qui est en fait double car il correspond à deux valeurs opposées du paramètre d'asymétrie de masse, peut être responsable de l'existence d'états métastables, chaque état subissant un dédoublement en un état de parité paire et un état de parité impaire. De plus, ces états du troisième puits pourraient correspondre, dans le cas des isotopes du thorium mentionnés précédemment, aux résonances observées expérimentalement, le fond du troisième puits théorique correspondant bien, cette fois, aux énergies de ces résonances.

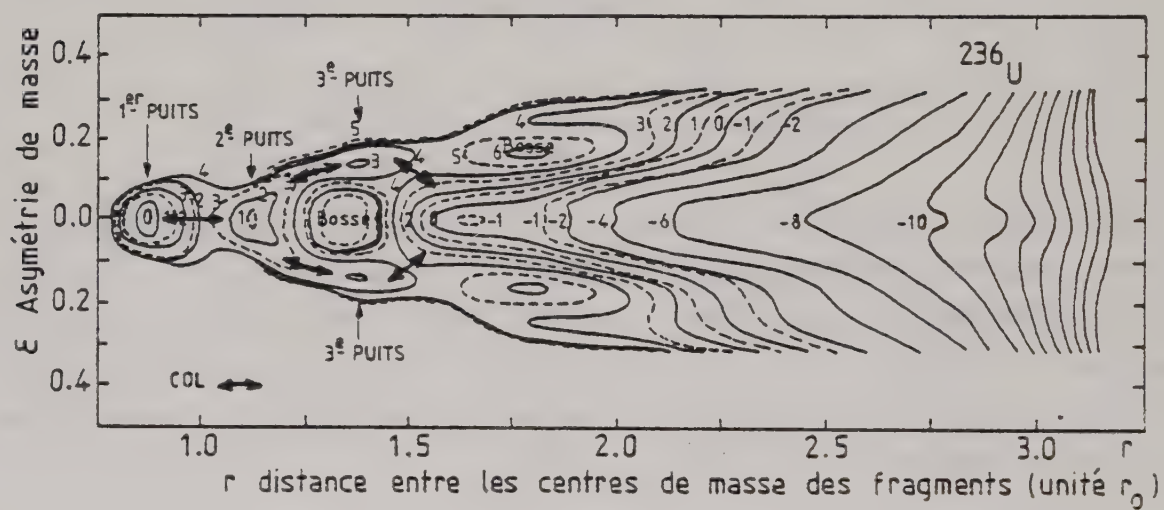


Fig. I.3. Carte d'énergie potentielle en fonction de la distance entre les fragments et l'asymétrie de masse pour le noyau ^{236}U. On voit apparaître pour r ≃ 1,3 un troisième puits pour deux valeurs opposées de ε (d'après [MN 74]).

Il existe de nombreux articles de revue sur la fission, dans lesquels sont décrits les progrès théoriques et expérimentaux concernant les barrières de fission [FM 66], [SP 69], [Ly 69], [Di 72], [Br 72], [Ni 72], [Mi 73],

[Mi 76], [BL 80], L'objet du présent chapitre est de donner de ces différentes étapes un aperçu aussi bref que possible (§I.1 et I.2) pour aborder dans le dernier paragraphe ce qui constitue plus précisément le sujet du présent mémoire c'est-à-dire l'existence du troisième puits (§ I.3). Ce troisième puits prévu par les derniers calculs de barrières (§ I.3.1 et I.3.2) offre la possibilité d'une interprétation de l'anomalie du thorium (§ I.3.3). Sa mise en évidence expérimentale peut être réalisée par des mesures révélant les caractéristiques particulières de ce puits (§ I.3.4, I.3.5). Nous conclurons ce chapitre sur les perspectives expérimentales ouvertes pour explorer ce troisième puits mis en évidence jusqu'à présent une seule fois.

I.1 MODELE DE LA GOUTTE LIQUIDE

Ce modèle employé pour décrire le comportement collectif de la matière nucléaire est a priori bien adapté pour décrire les traits essentiels de la fission [BW 39]. Il consiste à calculer les variations d'énergie potentielle d'une goutte liquide incompressible uniformément chargée, en fonction de sa forme géométrique.

I.1.1. Paramétrisation de la forme du noyau

La forme de la goutte liquide peut être décrite à l'aide de plusieurs paramètres dont chacun rend compte d'un certain type de distorsion par rapport à la forme sphérique. La surface de la goutte est décrite par le rayon vecteur $R(\theta,\phi)$ qui peut s'écrire sous la forme :

$$R(\theta,\phi) = \frac{R_o}{\eta}\left[1 + \sum_{\lambda,\mu} a_{\lambda\mu}\, Y_\lambda^\mu(\theta,\phi)\right] \qquad (I.1)$$

$$\lambda>0 \; ; \; -\lambda\leq\mu\leq\lambda$$

Les $a_{\lambda\mu}$ sont les paramètres de déformation. Le coefficient η est un coefficient de normalisation, dépendant des $a_{\lambda\mu}$, et destiné à conserver constant le volume de la goutte. Les $Y_\lambda^\mu(\theta,\phi)$ sont les harmoniques sphériques.

Lorsqu'on impose au noyau de garder une symétrie axiale, l'expression (I.1) peut s'exprimer sous la forme d'un développement en fonction de polynômes de Legendre :

$$R(\theta) = \frac{R_o}{\eta}\left[1 + \sum_{n\geq 2} \alpha_n P_n(\cos\theta)\right] \qquad (I.2)$$

où les α_i sont des paramètres de déformation décrivant respectivement pour n = 2,3,... des déformations quadrupolaires, octupolaires etc...

I.1.2. Energie potentielle

Dans le modèle de la goutte liquide, l'énergie de surface et l'énergie coulombienne sont les seules à dépendre de la déformation. Elles sont exprimées par les relations suivantes :

$$E_c(\alpha_2,\alpha_3,...) = E_c^o(1 - \frac{1}{5}\alpha_2^2 - \frac{10}{49}\alpha_3^2 - ... - \frac{5(n-1)}{(2n+1)^2}\alpha_n^2 - ...) \qquad (I.3.a)$$

$$E_s(\alpha_2,\alpha_3,...) = E_s^o(1 + \frac{2}{5}\alpha_2^2 + \frac{5}{7}\alpha_3^2 + ... + \frac{(n-1)(n+2)}{2(2n+1)}\alpha_n^2 + ...) \qquad (I.3.b)$$

où $E_c^o = E_c(0,0,...)$ et $E_s^o = E_s(0,0,...)$ sont respectivement les énergies coulombienne et de surface d'une goutte sphérique, que l'on extrait de la formule de Bethe-Weizacker [We 35] :

$$E_c^o = b_c Z^2 A^{-1/3} \qquad (I.4.a)$$

$$E_s^o = b_s A^{2/3} \qquad (I.4.b)$$

Les paramètres b_c et b_s sont déterminés par ajustement aux données expérimentales, les ordres de grandeur sont :

$$b_c \simeq 0,7 \text{ MeV}$$

$$b_s \simeq 17,8 \text{ MeV}$$

Lorsque le noyau évolue depuis la forme sphérique jusqu'à une forme de scission, le point représentatif de sa déformation suit un chemin particulier dans l'espace $(\alpha_2,\alpha_3,...)$. Pour ce chemin on peut calculer l'énergie potentielle dont la variation est donnée par celle de : $E_c(\alpha_2,\alpha_3,...) + E_s(\alpha_2,\alpha_3,...)$.

Pour des considérations pratiques, seules les déformations les plus simples sont généralement prises en compte (n = 2,3,4). On peut alors calculer l'énergie potentielle le long d'un chemin pour lequel cette énergie est minimale selon les paramètres α_3 et α_4 et étudier sa variation en fonction du seul paramètre α_2.

Pour tous les noyaux stables, l'accroissement de E_s est plus rapide que la décroissance de E_c pour de petites déformations. La tendance s'inverse ensuite lorsque α_2 devient supérieur à une certaine limite (point selle). L'énergie potentielle totale présente ainsi la forme d'une barrière appelée barrière de fission (fig. I.4).

On peut définir, pour chaque noyau, une grandeur appelée paramètre de fissilité, dont la valeur indique en quelque sorte la "facilité" avec laquelle ce noyau peut fissionner. Posons en effet :

$$\text{et :} \quad \begin{cases} \Delta E_c = E_c(\alpha_2,\alpha_3,\ldots) - E_c^o \\ \Delta E_s = E_s(\alpha_2,\alpha_3,\ldots) - E_s^o \end{cases}$$

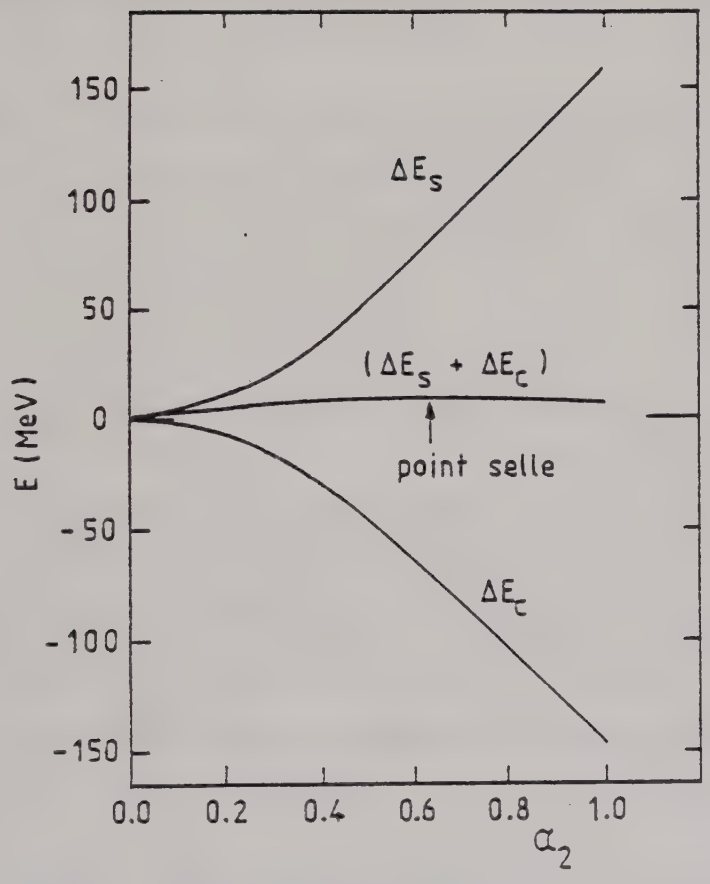


Fig. I.4. Barrière de fission obtenue à partir du calcul de $\Delta E_s + \Delta E_c$ en fonction de α_2 dans le cadre du modèle de la goutte liquide (voir texte) - D'après [CS 62].

Pour les petites déformations ($\alpha_2 < 0,2$), on peut se limiter aux termes en α_2 dans les expressions (I.3) et compte tenu de (I.4), on voit que :

$$\Delta E_c + \Delta E_s = \frac{2}{5} \alpha_2^2 \, b_s A^{2/3} \left[1 - \frac{b_c}{2b_s} \left(\frac{Z^2}{A} \right) \right] \qquad (I.5)$$

Le paramètre de fissilité est défini par :

$$\chi = \frac{b_c}{2b_s} \left(\frac{Z^2}{A} \right) \simeq 0,0197 \, \frac{Z^2}{A}$$

Lorsque χ est plus petit que l'unité, $\Delta E_c + \Delta E_s$ est une fonction croissante de α_2 (pour α_2 petit); il existe donc une barrière de fission. Par contre, pour χ supérieur à 1, $\Delta E_c + \Delta E_s$ décroit immédiatement à partir de $\alpha_2 = 0$; le noyau est alors complètement instable, y compris dans la forme sphérique.

A titre indicatif, donnons les valeurs du paramètre de fissilité pour quelques noyaux :

$$\chi_{^{12}C} = 0,48$$

$$\chi_{^{238}U} = 0,71$$

$$\chi_{^{252}Cf} = 0,76$$

I.1.3. Limites du modèle

Le modèle de la goutte liquide prévoit donc l'existence de la barrière de fission en donnant une description correcte du comportement d'ensemble de l'énergie potentielle du noyau fissionnant. Cependant, ce modèle ne permet pas d'expliquer un certain nombre de faits expérimentaux dont nous signalons les principaux :

i) Des propriétés qui sont en contradiction avec le modèle :

. Déformation quadrupolaire des actinides dans leur état fondamental.

. Fission asymétrique, c'est-à-dire conduisant à des fragments de masses différentes.

Le modèle de la goutte liquide prévoit en effet un minimum de l'énergie potentielle pour $\alpha_2 = 0$, c'est-à-dire pour la forme sphérique (cf. fig. I.4).

Il prévoit également une fission en deux fragments de même volume donc de même masse (cf. expression I.2 où l'on change θ en $\pi-\theta$).

ii) Des propriétés qui ne sont tout simplement pas prévues par le modèle :

. Isomères de forme
. Structures intermédiaires
. Résonances larges au voisinage du seuil

Ces différentes propriétés résultent d'effet de couches qui ne sont pas pris en compte dans le modèle macroscopique de la goutte liquide.

I.2. METHODE DE CORRECTION DE COUCHES. DEUXIEME PUITS

I.2.1. Utilisation du modèle en couches pour le calcul des barrières de fission.

Le modèle en couches appliqué à un potentiel sphérique prévoit, pour un niveau de spin j, une dégénérescence d'ordre (2j+1). Cette dernière est levée lorsqu'on utilise un potentiel qui s'éloigne de la forme sphérique et donne lieu aux niveaux de Nilsson doublement dégénérés. L'étalement en énergie de ces niveaux augmente avec la déformation ce qui peut nous amener à penser que les effets de couches s'estompent au fur et à mesure que cette déformation augmente. Pour des déformations assez petites, les diagrammes de Nilsson semblent montrer effectivement cette "uniformisation" de la densité des niveaux.

Cependant, à des déformations plus grandes, on voit réapparaître des effets de couches dus à des regroupements de niveaux de Nilsson provenant de couches initialement différentes. Ce phénomène est suggéré schématiquement sur la figure I.5. Dans le diagramme de Nilsson de la figure I.6 on peut noter par exemple que la densité des états est assez uniforme pour $\varepsilon = 0,15$(*), alors que pour $\varepsilon = 0,5$ on voit apparaître une structure "plus en couches".

Ces effets de couches sensibles aux grandes déformations doivent donc jouer un rôle important et affecter la forme de la barrière de fission. D'où l'idée d'utiliser ce modèle (modèle de Nilsson) pour calculer les barrières de fission.

(*) Pour la définition du paramètre de déformation ε, voir [Ni 69 a].

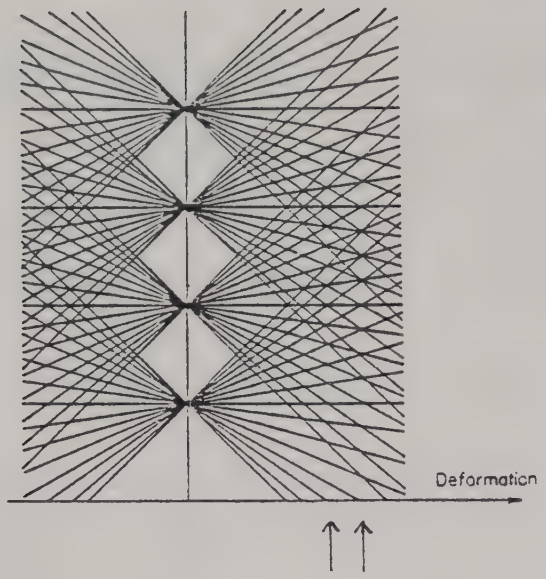


Fig. I.5. Schéma de principe de de la "réapparition" des effets de couches en fonction de la déformation (d'après [MS 67]).

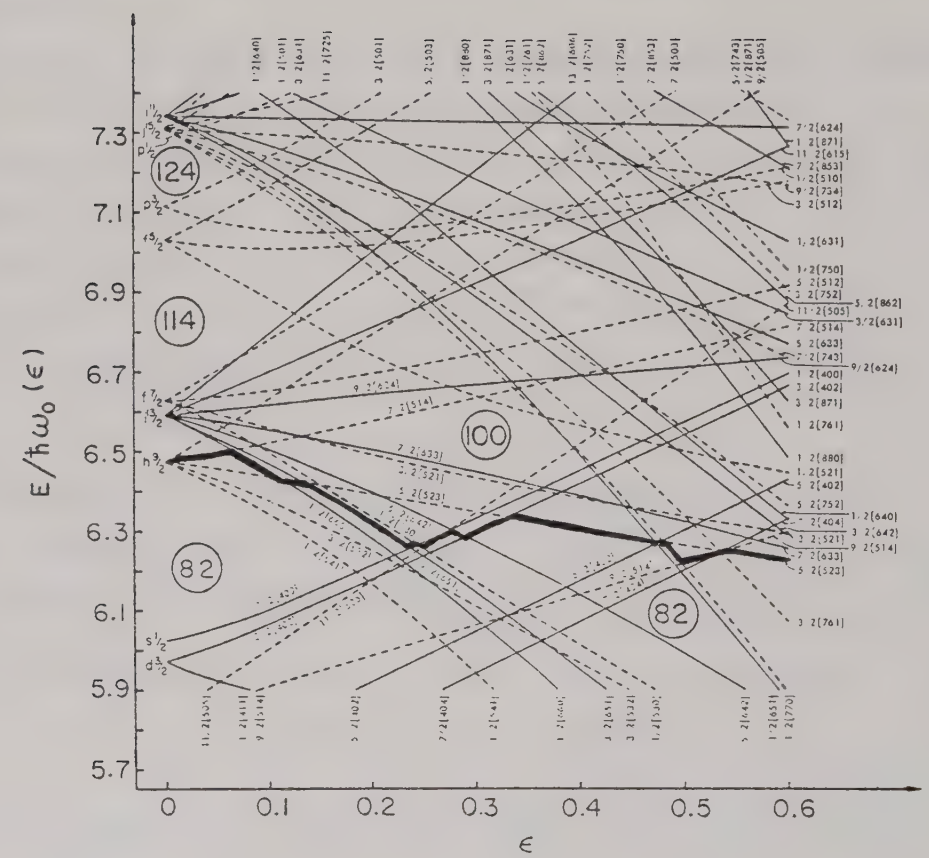


Fig. I.6. Diagramme de Nilsson pour les protons 82 < Z < 126 (d'après [Gu 67]).
Pour le trait renforcé voir texte (§. I.2.2).

Ces calculs ont été entrepris par Nilsson et al. [Ni 69 a]. Le type de barrière obtenue présente, pour les actinides, un minimum pour une forme non sphérique et explique bien la déformation de ces noyaux dans leur état fondamental (fig. I.7). Cependant, quand la déformation devient assez importante, le modèle ne reproduit pas la décroissance de l'énergie potentielle : après l'amorce de ce qui pourrait être un point selle (par exemple : $\varepsilon \simeq 0,5$ pour le noyau ^{238}U (fig. I.7)), la barrière continue à croître indéfiniment.

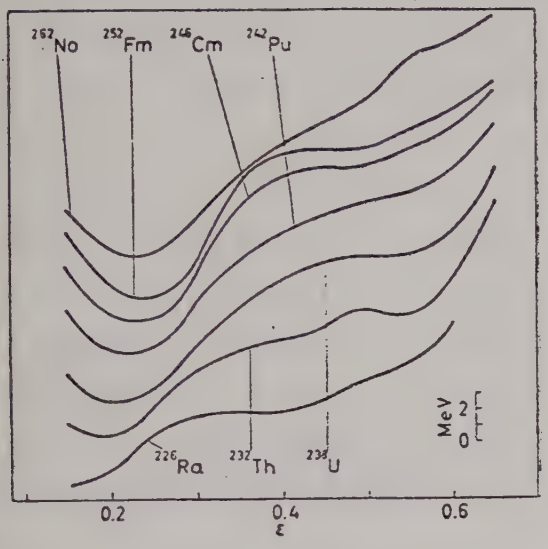


Fig. I.7 Barrières de fission calculées selon le modèle à particules indépendantes (les barrières sont arbitrairement décalées les unes par rapport aux autres). (D'après [Ni 69 a]).

Les causes de ce comportement proviennent de l'hypothèse, propre au modèle de Nilsson, selon laquelle les surfaces équipotentielles engendrent des volumes constants dans lesquels la densité de matière nucléaire est supposée fixée. Cette hypothèse entraîne que l'énergie totale obtenue par sommation des énergies individuelles est surestimée aux grandes déformations [Ni 69 a]. Le modèle à particules indépendantes entraîne ainsi une "erreur systématique" qui devient considérable à partir de $\varepsilon > 0,6$.

I.2.2. Méthode de correction de couches de Strutinsky

a) Principe

L'énergie $E_p(\varepsilon)$ calculée à partir du modèle de Nilsson semble présenter des oscillations autour d'une certaine valeur moyenne $\tilde{E}_p(\varepsilon)$ qui croît régulièrement (cf. fig. I.7). Ces oscillations peuvent s'expliquer par les effets de couches de la manière suivante :

Nous avons vu que la distribution des niveaux de Nilsson change avec la déformation. Le trait renforcé de la figure I.6 correspond au dernier niveau successivement occupé pour Z = 90. On voit sur cet exemple que la densité d'états au voisinage de l'énergie de Fermi change en fonction de la déformation. Lorsque cette densité est plus grande qu'en moyenne (par exemple pour $\varepsilon \simeq 0,2$), l'énergie de liaison est plus faible puisque les derniers nucléons sont moins

liés ; l'énergie potentielle (c'est-à-dire l'énergie de masse) est donc renforcée. L'effet est inversé pour les valeurs de ε pour lesquelles la densité d'états au voisinage de l'énergie de Fermi est faible (par exemple $\varepsilon \simeq 0,4$).

L'énergie potentielle est donc, par rapport à sa valeur moyenne, modulée en fonction de la déformation.

Le point de départ de la méthode de Strutinsky [St 66, 67, 68] consiste à considérer cette modulation comme une "correction de couches" par rapport à la valeur moyenne de l'énergie potentielle. En utilisant le paramètre de déformation β utilisé par Strutinsky [St 67][St 68], on écrit donc :

$$\Delta E_c(\beta) = E_p(\beta) - \tilde{E}_p(\beta) \qquad (I.6)$$

Il s'agit alors d'ajouter cette correction de couches $\Delta E_c(\beta)$, alternativement positive et négative, à une énergie moyenne réaliste qui reproduit bien les traits essentiels de la barrière de fission; cette énergie est donnée par le modèle de la goutte liquide. L'énergie potentielle totale est donc exprimée sous la forme :

$$E_{tot}(\beta) = E_{G.L.}(\beta) + \Delta E_c(\beta) \qquad (I.7)$$

La correction de couche $\Delta E_c(\beta)$ est calculée, à partir de (I.6), selon la méthode suivante :

Le terme $\tilde{E}_p(\beta)$ est donné par :

$$\tilde{E}_p(\beta) = 2\int_{-\infty}^{E_F} E\, \tilde{g}(E,\beta)\,dE \qquad (I.8)$$

où E_F est l'énergie de Fermi déterminée à partir du nombre total n de particules (les protons et les neutrons sont traités séparément : n = Z ou N) :

$$n = 2\int_{-\infty}^{E_F} \tilde{g}(E,\beta)\,dE \qquad (I.9)$$

$\tilde{g}(E,\beta)$ est une densité de niveaux "uniforme" qui correspond à un lissage de la densité de niveaux avec une largeur de l'ordre de grandeur de la différence d'énergie entre les couches principales :

$$\tilde{g}(E,\beta) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\gamma} \sum_{\nu} \exp\left[\frac{-(E-E_{\nu}(\beta))^2}{\gamma^2}\right] \qquad (I.10)$$

avec : $\gamma \simeq 0{,}7\ \hbar\omega_o$; $\hbar\omega_o \simeq 7$ MeV [St 67]. Les énergies $E_\nu(\beta)$ sont les énergies des niveaux de particules dans le potentiel déformé.

Le terme $E_p(\beta)$ est donné directement par le calcul du modèle à particules indépendantes :

$$E_p(\beta) = 2 \sum_{\nu} E_{\nu}(\beta) \qquad (I.11)$$

La figure I.8 montre les oscillations de la correction de couche en fonction de la déformation pour un nombre de neutrons N pair compris entre 100 et 126, ainsi que la variation du rapport entre la densité d'états au voisinage de l'énergie de Fermi et la densité "uniforme" pour quelques valeurs de N. La corrélation entre les variations de ces deux grandeurs apparait très nettement. On vérifie également que la correction est minimale dans la forme sphérique (β=0) pour le nombre magique N = 126.

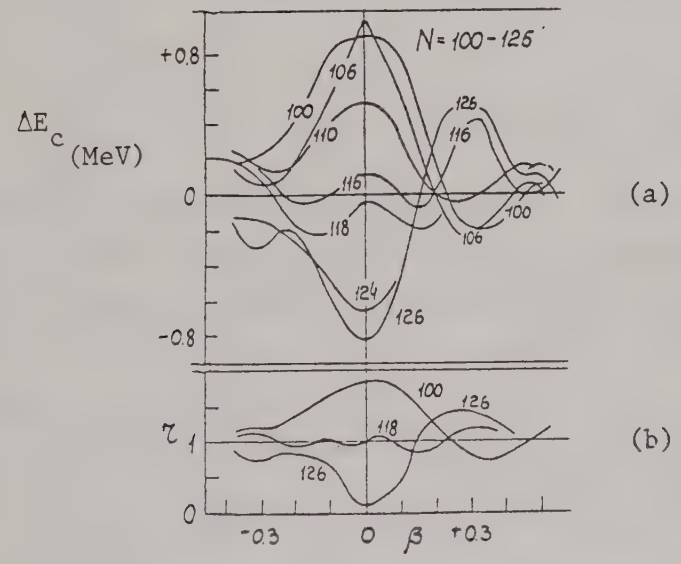


Fig. I.8. a) Correction de couches pour les neutrons en fonction de la déformation dans la région 100 ≤ N ≤ 126.

b) Rapport entre la densité de niveaux de particules et la densité uniforme à l'énergie de Fermi (voir texte). (D'après [St 67])

La correction de couches peut être améliorée en tenant compte de l'effet d'appariement. On exprime alors l'énergie potentielle totale sous la forme :

$$E_{tot}(\beta) = E_{G.L.}(\beta) + \Delta E_c(\beta) + \Delta E_{Pairing}(\beta) \qquad (I.12)$$

où $\Delta E_{pairing}(\beta)$ est la correction d'appariement que l'on calcule dans le cadre de la théorie BCS et à l'aide d'une "valeur moyenne" de l'énergie d'appariement [St 67]. Cette correction d'appariement varie à l'inverse de la correction de couches : lorsque la densité d'états au voisinage de l'énergie de Fermi est grande, les nucléons ont plus de chances de former des paires ce qui tend à diminuer l'énergie potentielle totale. Les minimums de la correction d'appariement coïncident ainsi avec les maximums de la correction de couches et inversement. Toutefois, la correction d'appariement est plus faible que la correction de couches dont l'effet demeure largement prépondérant.

Signalons que les premiers calculs de correction de couches (tenant compte de l'effet d'appariement) présentés dans la littérature concernent surtout les noyaux pair-pair. Ceci est dû à une difficulté, liée à la conservation de la projection du spin, dans le calcul de la correction d'appariement pour les noyaux impairs [St 66], [St 67]. Dans des calculs plus récents, les barrières de fission sont obtenues pour une valeur donnée de la projection K du spin sur l'axe de symétrie du noyau [Ra 73], [MN 76] . D'autres auteurs calculent la correction d'appariement en déterminant l'énergie d'appariement moyenne à l'aide d'une interpolation à partir des valeurs calculées pour les noyaux pair-pair voisins. [Ni 69 b], [HM 80].

b) Deuxième puits dans la barrière de fission

La valeur alternativement positive et négative de la correction de couches à ajouter à l'énergie de goutte liquide entraîne l'apparition, pour certains noyaux, d'un *deuxième puits* dans la barrière de fission. Sur la figure I.9 sont présentées les barrières obtenues pour trois actinides. On voit que le second minimum peut être très prononcé ($\simeq$ 3 MeV pour ^{240}Pu). On peut remarquer que la déformation correspondant au point selle calculé selon le modèle de la goutte liquide devient plus petite lorsque le nombre de protons augmente. Cela est dû à une augmentation plus rapide du terme coulombien par rapport au terme de surface (Cf. expressions (I.4)). En revanche le terme de correction de couches varie très peu.

Il en résulte que les hauteurs relatives des deux maximums de la barrière varient de façon importante en fonction de Z. Les actinides ayant un petit nombre de protons possèdent une seconde barrière plus haute que la première alors que c'est l'inverse pour les actinides dont le nombre de protons est plus grand.

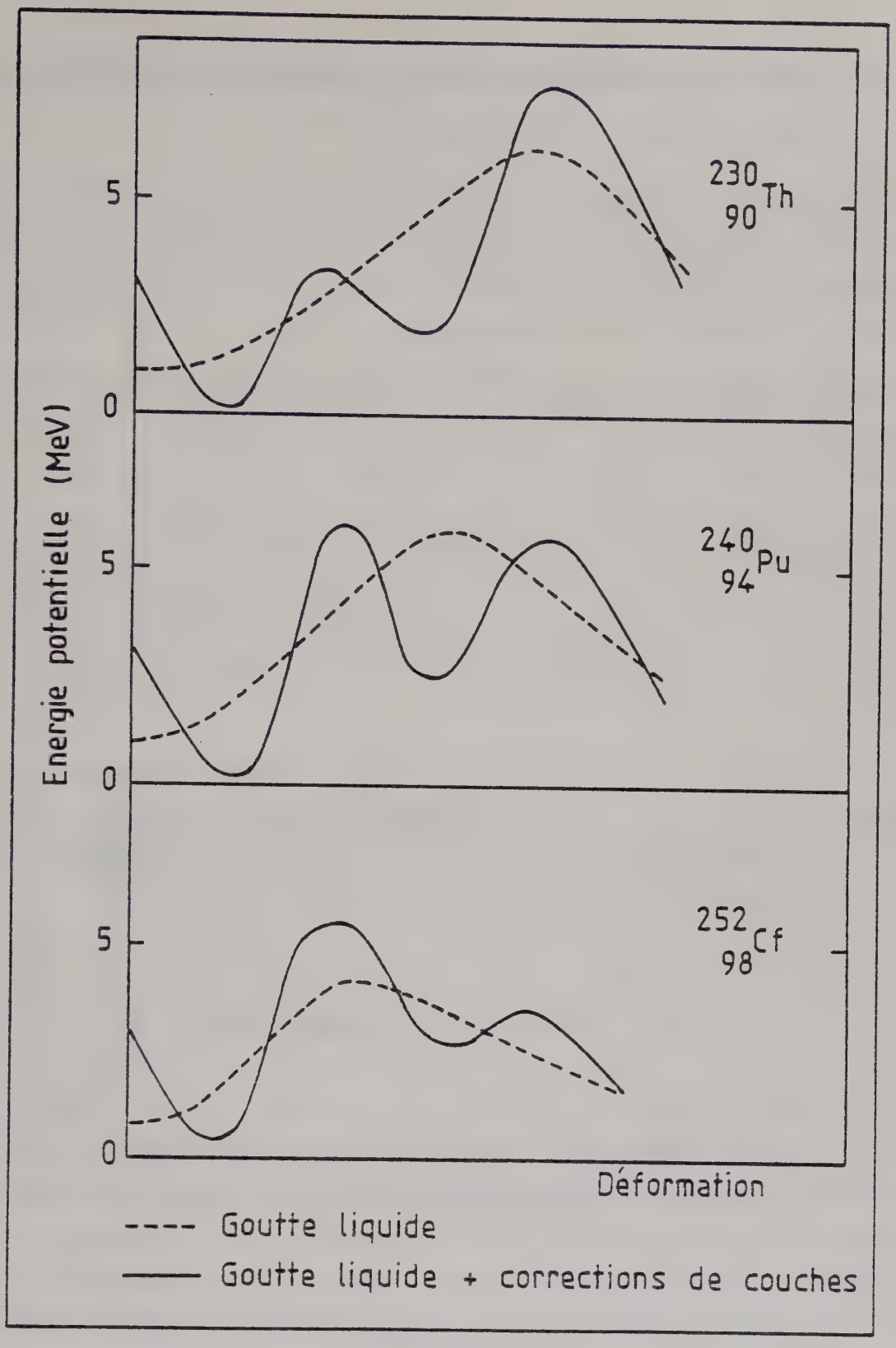


Fig. I.9. Barrières de fission calculées selon la méthode de correction de couches, comparées aux barrières calculées selon le modèle de la goutte liquide, pour trois actinides.

I.2.3. Implications expérimentales de l'existence d'un deuxième puits

a) Etats de classe I et de classe II.

La principale conséquence de l'existence de deux puits est la présence d'états dits de classe I et de classe II dont les caractéristiques ont été mentionnées et étudiées par de nombreux auteurs ([Ly 68], [Ba 74], [Go 75], [G1 76], [Si 76], [Ba 77]). On présente ici l'essentiel de ces caractéristiques :

- Dans la région en énergie où les deux puits sont bien séparés (cf. par exemple (fig. I.9), cas du ^{240}Pu pour E < 5 MeV) les énergies des états propres de l'hamiltonien H du système coïncident avec les énergies des états propres de chacun des hamiltoniens H_I et H_{II} correspondant respectivement au premier et au deuxième puits lorsque ces derniers sont considérés isolément. Chaque fonction d'onde propre de H est alors, selon la variable de déformation, préférentiellement localisée dans le premier ou le second puits selon que son énergie coïncide avec celle d'un état protre de H_I (états de classe I) ou de H_{II} (états de classe II).

Lorsqu'un état de classe I et un état de classe II possèdent des énergies voisines, ces états sont couplés en raison du caractère fini de la hauteur de la barrière séparant les deux puits : la fonction propre de l'hamiltonien exact H partage alors son amplitude entre les deux puits.

- Lorsque les deux maximums ont à peu près la même hauteur et lorsque l'énergie d'excitation du noyau est voisine de cette hauteur commune (cf. Fig. I.9, cas du ^{240}Pu pour 5 MeV < E < 6 MeV), les états de classe I correspondent à une région de forte densité d'états, ceci en raison des couplages entre le degré de liberté associé à la fission et les autres degrés de liberté (ces derniers étant très nombreux à cause de la quantité d'énergie d'excitation disponible). Les états de classe II, par contre, possèdent un espacement moyen plus grand car une partie de l'énergie d'excitation est convertie en énergie de déformation (en effet, le deuxième minimum est situé plus haut que le premier ; environ 2 à 3 MeV au-dessus). Dans ce cas, les états de classe II possèdent toujours une énergie voisine d'énergies d'un grand nombre d'états de classe I et il y a donc toujours présence d'un couplage entre les états de classe I et les états de classe II. A cause de ce couplage, le noyau peut fissionner à partir d'états de classe I situés sous le seuil de fission (défini comme la hauteur du maximum le plus haut), en transitant par l'intermédiaire d'un état de

classe II (possédant par ailleurs les mêmes nombres quantiques - spin et parité - que les états de classe I concernés).

- Dans une région en énergie située au dessus des maximums de la double barrière, les fonctions propres de l'hamiltonien exact partagent leur amplitude entre les deux puits et il n'y a plus, à proprement parler, d'état de classe déterminé.

L'ensemble de ces propriétés est schématisé sur la figure (I.10).

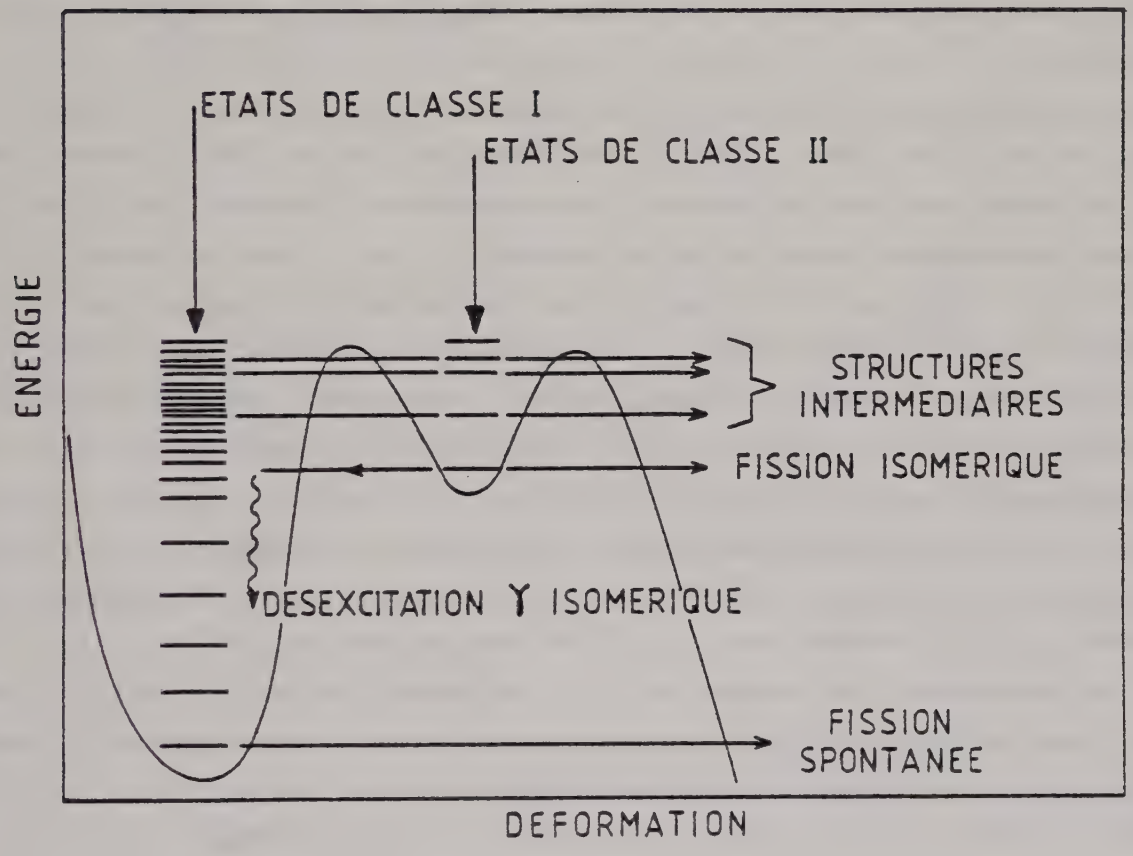


Fig. I.10

b) Faits expérimentaux expliqués

i) isomères de forme

Lorsqu'on porte le noyau à une énergie d'excitation suffisamment élevée, celui-ci peut, à la suite de transitions γ, se retrouver "piégé" dans l'état fondamental

du second puits. On obtient alors ce qu'on appelle un isomère de fission ou encore isomère de forme en raison de la forme différente que possède le noyau par rapport à celle qu'il aurait en se trouvant dans l'état fondamental du premier puits. Le noyau, dans son état isomérique, peut fissioner en passant à travers la deuxième barrière ou bien retourner dans le premier puits et se désexciter par émission γ (fig. I.10). Les importances relatives de ces deux types de désexcitation sont gouvernées par les transparences des deux barrières.

Depuis la découverte du premier isomère de forme du noyau ^{242}Am, d'une durée de vie de 14 ms [Po 62], on a jusqu'à ce jour mis en évidence une quarantaine d'isomères de forme dans une région s'étalant de l'uranium au berkelium ($92 \leq Z \leq 97$). Il se manifeste une tendance générale qui consiste en la décroissance des durées de vies lorsque Z augmente et la difficulté de plus en plus grande d'observer la fission isomérique pour les plus faibles valeurs de Z. Ce résultat peut s'interpréter aisément si l'on se reporte à la figure (I.9) : pour les actinides ayant le plus grand nombre de protons, la deuxième barrière est nettement abaissée par rapport à la première ; la désexcitation par fission est par conséquent favorisée et se déroule avec de courtes périodes. Inversement, pour les actinides dont le Z est petit, la première barrière est basse ce qui favorise les transitions vers les états du premier puits. Dans ce dernier cas, la désexcitation γ (appelée désexcitation γ isomérique) est la seule que l'on puisse observer. Cette observation est d'ailleurs extrêmement difficile car l'isomère est produit à partir de réactions où l'on peuple nécessairement des états de classe I dont une très faible proportion se désexcitent par le franchissement de la première barrière suivi d'une cascade γ vers le fondamental du second puits ; la désexcitation γ isomérique entre donc en compétition avec : la fission prompte, la désexcitation γ d'états de classe I vers le fondamental du premier puits et celle d'états de classe II vers l'état isomérique. Jusqu'à présent, une seule expérience de mise en évidence de la désexcitation γ isomérique a réussi (cas du noyau ^{238}U, T_{γ}^{isom} = 195 ns, [Ru 74]).

Les mesures du paramètre d'inertie de quelques actinides dans leur état isomérique vient confirmer également l'existence de la double barrière. Ce paramètre d'inertie peut être déterminé à partir de l'énergie des niveaux de la bande de rotation construite sur l'état isomérique. Les cas observés ([Sp 72], [Bo 77], [Ba 79], [Ba 80])conduisent tous à des valeurs de $\hbar^2/2\mathcal{J}$ deux fois plus faibles que les valeurs correspondant au fondamental du premier puits (environ 3,3 keV contre 7 keV). On en conclut que le noyau, dans son état

isomérique, possède une déformation plus grande que dans son état fondamental, conformément aux prévisions théoriques.

Enfin les mesures des moments quadrupolaires électriques de certains isomères de forme [MS 77], [Be 79] donnent des valeurs qui sont en bon accord avec les prédictions théoriques [Br 74]. Citons l'exemple de l'isomère de forme du noyau ^{236}Pu dont le moment quadrupolaire mesuré est : $Q_{exp} = 37 \pm 14$ b [MS 77] et le moment quadrupolaire calculé pour une déformation correspondant au second puits : $Q_{th} = 36,7$ b [Br 74]. L'ordre de grandeur des valeurs obtenues pour les isomères de forme dont on a mesuré le moment quadrupolaire correspond, dans tous les cas, à des noyaux déformés dont le rapport grand axe/petit axe est voisin de 2.

ii. Structures intermédiaires

Dans certaines réactions induites par neutrons, la résolution en énergie obtenue permet de séparer les états de classe I dans la région où leur largeur demeure inférieure à leur espacement moyen. Pour certains noyaux situés en particulier dans la région du plutonium et du neptunium cette région d'énergie couvre une zone où sont présents des états de classe II. La fission doit donc être favorisée pour les énergies correspondant à ces états de classe II. On a effectivement observé, dans les sections efficaces de fission de plusieurs réactions (^{237}Np (n, f) [Pa 68], [Fu 68]; ^{240}Pu(n ,f) [MT 68] ; ^{238}Pu(n, f) [SB 73]; ^{242}Pu(n, f) [Ja 69], [Au 71]; ^{244}Pu(n, f) [Au 71]) des résonances fines regroupées en structures plus larges dont l'espacement moyen est environ 100 fois plus grand que celui observé dans la section efficace totale ou de capture (fig. I.11). D'autre part des mesures effectuées avec des neutrons polarisés et des cibles polarisées ont montré que les résonances fines d'un même groupe possèdent le même spin et la même parité ([Ke 73], ^{237}Np(n,f) résonances à 40 eV ; $J^{\pi} = 3^{+}$). L'existence de la double barrière permet d'interpréter facilement ces propriétés : les résonances fines correspondent aux états de classe I et leur groupements en résonances plus larges aux états de classe II qui jouent le rôle d'états "porte" vers la fission (cf. § I.2.3 a).

iii. Résonances de vibration.

De nombreux actinides pair-pair présentent près du seuil de fission des résonances dont les largeurs sont de l'ordre de 100 à 200 keV. Un exemple nous est donné sur la figure I.12 a, pour le noyau ^{240}Pu, où une telle résonance est

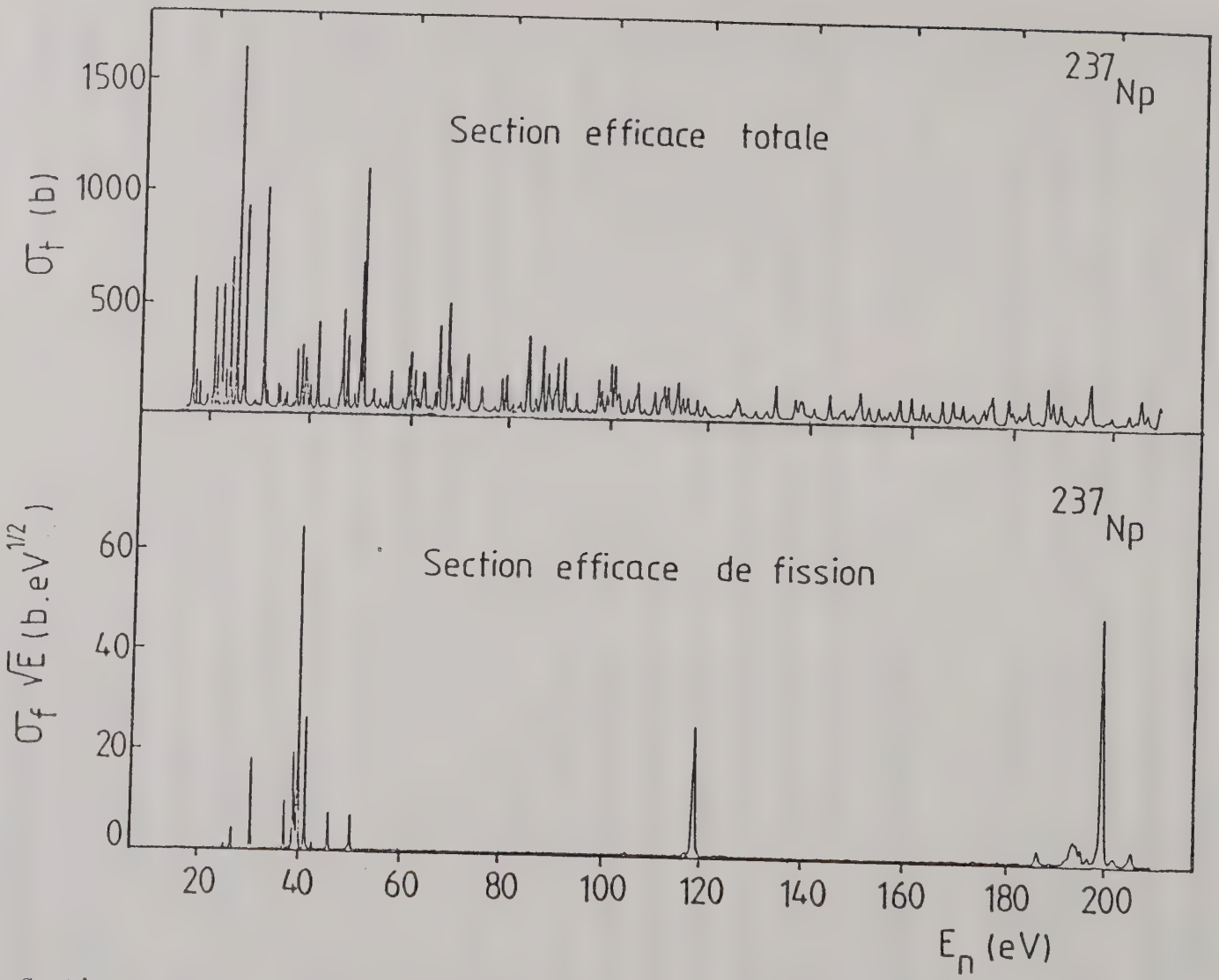


Fig. I.11. Sections efficaces totale et de fission de ^{237}Np induites par neutrons de résonances (d'après [Pa 68] et [Fu 68])

présente à 5 MeV d'énergie d'excitation [Ba 69]. Des mesures obtenues avec une résolution en énergie de 17 keV ont permis d'observer dans cette résonance une structure plus fine (fig. I.12.b, [Sp 69]).

Ces structures s'interprêtent, à l'aide de la double barrière, de la manière suivante : la résonance large à 5 MeV d'énergie d'excitation est située dans la partie haute du second puits de la barrière de ^{240}Pu (Cf. fig. I.9). Dans cette région, la vibration est assez fortement amortie dans les autres degrés de liberté (damping). Le noyau fissionnant occupe donc transitoirement des états composés de classe II qui correspondent à la structure fine observée par H.J. Specht et al. ; la résonance large qui englobe cette structure fine est interprétée comme un état de vibration amortie (de classe II).

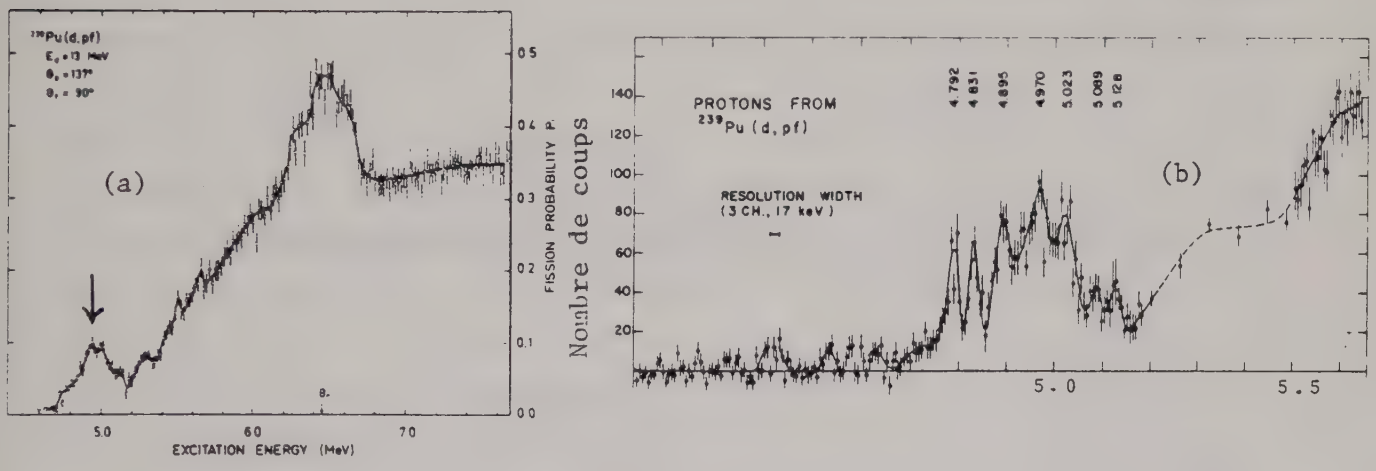


Fig. I.12. Résonances observées dans la fission du plutonium 240
a) par Back et al.[Ba 69]
b) par Specht et al. [Sp 69].

En ce qui concerne les noyaux impairs, les densités d'états rencontrées aux énergies d'excitation près du seuil sont déjà trop importantes et conduisent à un chevauchement complet des structures résonantes. Il existe cependant quelques exceptions parmi lesquelles les noyaux ^{231}Th et ^{233}Th, que l'on abordera en détail ultérieurement car elles font précisément l'objet de ce travail.

iv. Accord quantitatif avec les données expérimentales.

Les résultats de la méthode de correction de couches conduisent en général à un très bon accord quantitatif avec les données expérimentales : dans

l'exemple du plutonium 240, le calcul prévoit pour les énergies du premier maximum, du deuxième puits et du deuxième maximum les valeurs respectives : 6 MeV ; 2,5 MeV et 5,7 MeV (cf. Fig. I.9). Les valeurs expérimentales dont la précision est estimée à 0,5 MeV donnent pour ces mêmes grandeurs : 6 MeV ; 2 MeV et 5,4 MeV [WT 72]. Pour la plupart des noyaux l'accord est très bon à condition toutefois de tenir compte de l'asymétrie axiale [LL 74]. La figure I.13 donne les résultats concernant la hauteur de la première barrière calculée par Larsson et Leander dans les ceux cas : symétrie axiale et asymétrie axiale, ainsi que les données expérimentales. On voit que les isotopes du thorium et dans une certaine mesure les isotopes de l'uranium font exception : la différence entre les valeurs théoriques et expérimentales peut aller jusqu'à 2 MeV (^{230,231}Th). Ce désaccord constitue ce qu'on a appelé l'anomalie du thorium.

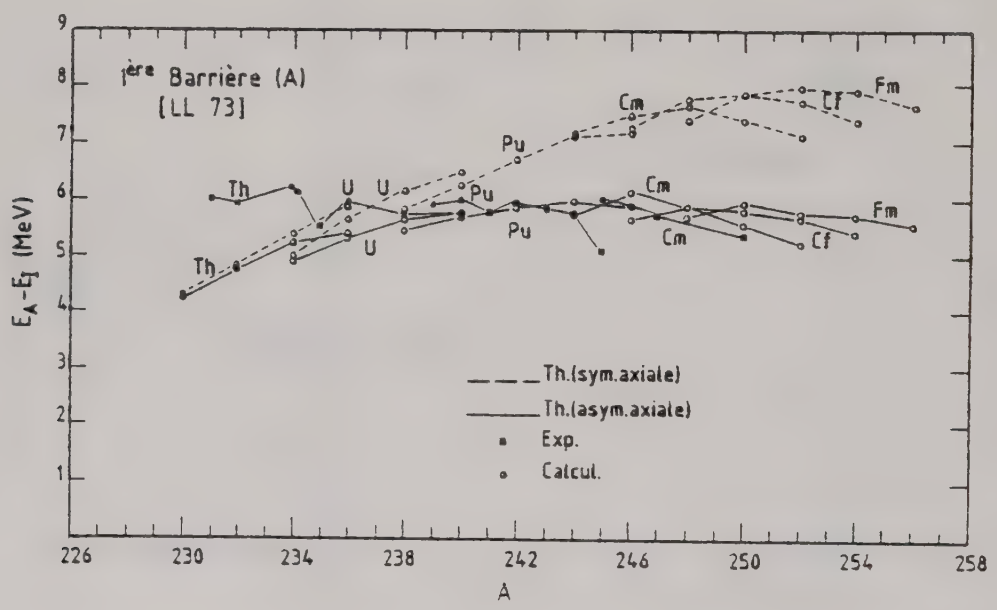


Fig. I.13. Valeurs de la hauteur de la première barrière calculées dans [LL 74] (cercles) et d'après les données expérimentales (carrés).

c) Fait expérimental non expliqué : l'anomalie du thorium.

La section efficace de la réaction ^{230}Th(n,f) présente une résonance très nette pour une énergie incidente de 720 keV (fig. I.14). L'énergie de liaison du neutron dans le noyau ^{231}Th ayant une valeur de 5,129 MeV, cette résonance se situe donc à une énergie d'excitation voisine de 6 MeV. On constate une certaine ressemblance avec la résonance à 5 MeV de la réaction ^{239}Pu(d,pf)

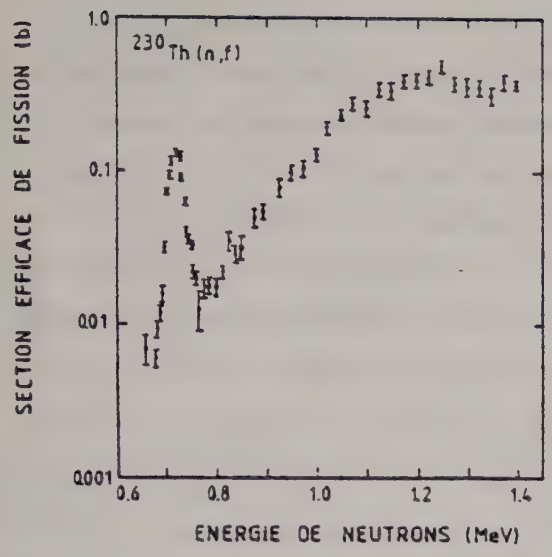


Fig. I.14. Section efficace de la réaction $^{230}Th(n,f)$ au voisinage du seuil (d'après [Ja 72]).

(cf. Fig. I.12). On peut donc essayer d'interpréter cette résonance comme une résonance de vibration amortie sur des états de classe II. Cependant une telle tentative se heurte à une double difficulté [Pa 80 a]: une première difficulté réside dans le fait que le noyau ^{231}Th est un noyau impair. Pour une énergie d'excitation de 6 MeV et pour une déformation correspondant au deuxième puits, on se trouve, aussi bien dans le cas du noyau ^{231}Th que du noyau ^{240}Pu à environ 3 MeV au dessus du fond de ce deuxième puits (*). Dans le cas du noyau ^{231}Th la densité d'état est trop grande à cette énergie pour que des structures résonantes apparaissent dans la section efficace de fission de ce noyau. Par contre, on peut observer ces structures pour le noyau ^{240}Pu dont les niveaux de classe II sont plus espacés à cause de l'énergie d'appariement. La deuxième difficulté est due au fait que le premier maximum de la barrière de fission du noyau ^{231}Th est situé à environ 2 MeV *en dessous* de l'énergie de la résonance observée dans la réaction $^{230}Th(n,f)$, alors que pour le noyau ^{240}Pu, le premier maximum se trouve *un peu au dessus* de l'énergie de la résonance (fig. I.9). Pour le noyau ^{240}Pu, la séparation entre les deux premiers puits et la profondeur du second puits sont telles que les états de classe II peuvent apparaître dans la section efficace de fission. Par contre, dans le cas du noyau ^{231}Th, les états de classe II sont complètement mélangés aux états de classe I. Dans un tel contexte, le degré de liberté associé à la fission (vibration) est complètement amorti et on doit assister à un recouvrement des structures résonantes.

On doit donc admettre qu'il existe pour ce noyau un net désaccord entre l'expérience et le modèle théorique (**): dans le cadre de l'hypothèse d'une double

(*) La barrière de fission du noyau ^{231}Th est très voisine de celle du noyau ^{230}Th(voir fig. I.9).

(**) Ce désaccord est également observé pour le thorium 233 sur lequel nous aurons l'occasion de revenir.

barrière, le premier maximum "expérimental" doit être nettement rehaussé (cf. fig. I.13) et le second puits très peu profond. Cependant cette explication est peu satisfaisante car la méthode de correction de couches donne de bons résultats pour la plupart des autres actinides. L'origine du désaccord semble plutôt provenir de la prise en compte d'un nombre trop restreint de paramètres de déformation. En particulier, les effets dus à l'asymétrie de masse pourraient intervenir, pour les isotopes du thorium, d'une manière plus importante que pour les autres actinides.

Nous allons aborder en détail cette question (§ I.3), mais auparavant, nous sommes en mesure de faire un premier bilan sur les calculs théoriques de barrières de fission en examinant notamment la situation concernant les calculs self-consistants, entrepris postérieurement aux calculs utilisant la méthode de correction de couches.

I.2.4. Conclusion et perspectives concernant la méthode de correction de couches. Calculs de Hartree-Fock.

La méthode de correction de couches de Strutinski permet de prédire l'existence de doubles barrières de fission, existence largement confirmée par l'expérience. Les résultats des calculs utilisant cette méthode conduisent à de bons accords quantitatifs avec les données expérimentales sauf, toutefois, dans le cas des isotopes du thorium. Il semble cependant que ce dernier désaccord soit dû, non pas à la méthode de correction de couches elle-même, mais plutôt à une insuffisance de la paramétrisation de la forme du noyau fissionnant.

Finalement, on peut dire que la méthode de correction de couches de Strutinsky est un succès théorique, d'autant plus que cette méthode est, du point de vue chronologique, à *l'origine* de la prédiction de l'existence du deuxième puits (1967). En effet, c'est seulement quelques années plus tard (1974), que des calculs utilisant la méthode de Hartree-Fock ont donné des premiers résultats concernant les doubles barrières de fission (cf. infra). Les théoriciens qui ont entrepris ces calculs étaient guidés par une double motivation :

(1) Dans le cadre des calculs de barrières de fission, le modèle de la goutte liquide et le modèle des couches ont déjà été employés (les insuffisances de ces modèles ont précisément conduit à l'élaboration de la méthode de correction de couches). Il reste donc à tester les modèles fondés sur la méthode de Hartree-Fock.

(2) La méthode de correction de couches possède un caractère "hybride" qui nécessite une justification théorique. En effet, cette méthode constitue ce qu'on pourrait appeler un modèle "macroscopique-microscopique" dans la

mesure où l'on ajoute à une énergie calculée à partir d'un modèle "macroscopique" (goutte liquide), une énergie extraite d'un modèle "microscopique" (modèle des couches). Une telle méthode utilise des modèles dont les hypothèses de départ sont différentes et même opposées : dans le premier cas, l'interaction nucléaire est supposée forte et à courte portée de sorte qu'un nucléon ne ressent que la présence de ses proches voisins tandis que dans l'autre cas, chaque nucléon interagit avec le potentiel moyen de l'ensemble des autres nucléons. Le succès indéniable de la méthode de correction de couches indique que ces deux approches, bien que contradictoires, sont complémentaires. La méthode de correction de couches peut donc être aussi qualifiée de phénoménologique parce qu'elle ne consiste pas en un calcul effectué dans le cadre interne d'un modèle unique et qu'elle laisse en quelque sorte inexpliquée cette complémentarité des approches macro-microscopiques. Il est donc très intéressant d'essayer de retrouver directement les doubles barrières de fission à l'aide de calculs faisant appel à la méthode de Hartree-Fock, laquelle repose sur des hypothèses concernant la seule force nucléon-nucléon.

Calculs de Hartree-Fock

Un calcul effectué par M. Brack et P. Quentin [BQ 74], a permis de montrer que l'énergie potentielle obtenue par un calcul self-consistant peut s'écrire sous la forme d'une somme de deux termes :

. une énergie moyenne possédant le même comportement que l'énergie de goutte liquide (en fonction de la déformation)

. un terme complémentaire qui varie, au premier ordre, comme le terme de correction de couches calculé selon la méthode de Strutinsky.

Le premier calcul de barrière a été effectué en utilisant une interaction effective de Skyrme ([Sk 56], [Sk 59]), par H. Flocard et al., dans le cas du noyau ^{240}Pu [Fl 74]. Une barrière à deux puits est effectivement obtenue mais les valeurs des énergies des extrémums sont trop élevées ; en particulier, la valeur obtenue pour le second maximum s'écarte assez considérablement de celle obtenue par la méthode de Strutinsky.

Plus récemment d'autres calculs ont été effectués sur le noyau ^{240}Pu en utilisant la méthode de Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB) avec contraintes [BG 80], [Be 81]. L'interaction nucléon-nucléon employée est l'interaction de portée finie D1 de Gogny [Go 73], [DG 80] . Ces calculs ont d'abord été effectués en supposant que le noyau garde une symétrie axiale et une symétrie de masse, ensuite en supposant que le noyau peut rompre sa symétrie axiale au niveau de

la première barrière et qu'il peut aussi être asymétrique en masse au niveau de la deuxième barrière. Les résultats sont présentés sur la fig. (I.15) montrant que dans le deuxième cas (asymétrie axiale et asymétrie de masse) les deux barrières sont abaissées et se rapprochent des valeurs déduites de l'expérience [WT 72]. Il reste toutefois une différence d'environ 4 MeV au niveau de la seconde barrière (Tableau I-1).

D'une manière générale, les calculs entrepris jusqu'à présent dans le cadre d'une approche utilisant des calculs self-consistants conduisent à une surestimation des hauteurs de barrière.

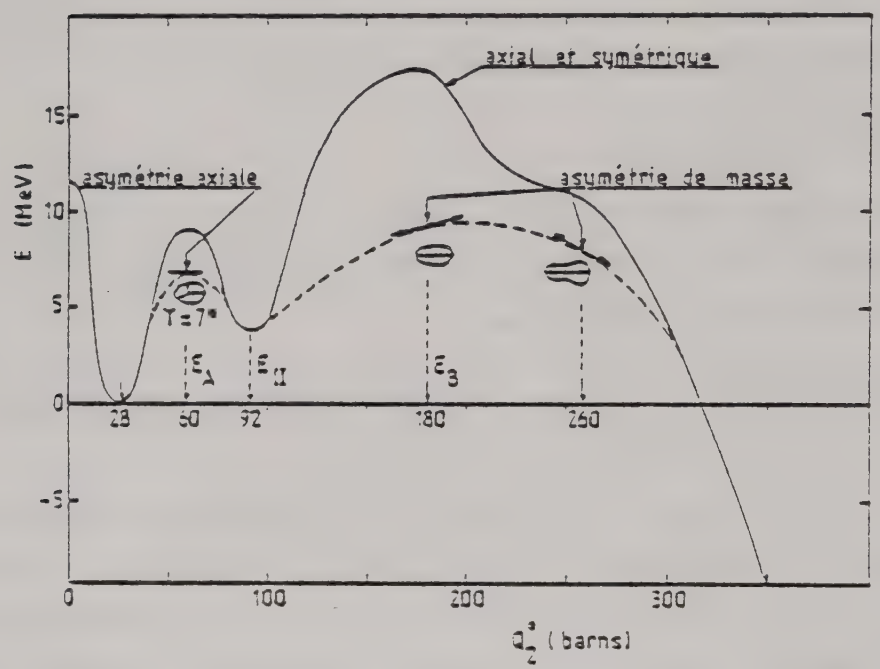


Fig. I.15. Energie potentielle calculée par la méthode de Hartree-Fock-Bogolyubov [BG 80] en fonction de la déformation quadrupolaire.
En trait plein : symétrie axiale et de masse
En pointillé : asymétrie axiale et de masse.

Tableau I-1

Valeurs comparées entre les deux calculs HFB [BG 80] (voir texte) et les données expérimentales [WT 72].

^{240}Pu	1er max (MeV)	2ème puits (MeV)	2ème max (MeV)
HFB Symétrique	9,0	3,7	17,0
HFB asymétrique	6,8	3,7	9,2
Expérience [WT 72]	6,0	2,0	5,4

On peut dire en conclusion que la méthode de Hartree-Fock apporte une justification à la méthode de correction de couches mais qu'elle est moins efficace (pour l'instant ?) à reproduire les résultats expérimentaux. Il est donc logique de s'orienter, parallèlement à ces tentatives "self-consistentes", vers la poursuite de l'utilisation de la méthode de correction de couches en essayant d'améliorer les calculs basés sur cette méthode.

I.3. PRISE EN COMPTE DE L'ASYMETRIE DE MASSE - TROISIEME PUITS

I.3.1. Améliorations des calculs de barrières dans le cadre de la méthode de corrections de couches

Les difficultés à reproduire quantitativement les barrières de fission à l'aide de la méthode de Hartree-Fock font que la méthode de correction de couches est encore largement utilisée. Depuis les premiers calculs de Strutinsky, des améliorations sensibles ont été apportées. Ces améliorations touchent essentiellement trois domaines :

. La paramétrisation de la forme du noyau
. Le calcul de l'énergie "macroscopique"
. Le choix du potentiel moyen pour le calcul des énergies de particule.

Dans les calculs présentés par P. Möller et J.R. Nix en 1974 [MN 74], la forme du noyau fissionnant est décrite par trois paramètres :

1. un paramètre de séparation qui est la distance entre les centres de masse des fragments ou pré-fragments.

2. L'asymétrie de masse définie par le rapport: $(M_1-M_2)/(M_1+M_2)$.

3. Un paramètre définissant le rayon du col entre les pré-fragments.

Pour le calcul de l'énergie "macroscopique", le modèle de la goutte liquide est abandonné au profit du modèle de la gouttelette (droplet model) de Myers et Swiatecki [MS 69]. Ce modèle est une amélioration du modèle de la goutte liquide. Il consiste à introduire dans la formule de masse des termes d'ordres plus élevés en $A^{-1/3}$ et en $\left(\frac{N-Z}{A}\right)^2$. Il en résulte que l'on tient compte de plusieurs effets négligés dans le modèle de la goutte liquide. Citons notamment :

. Compressibilité finie de la matière nucléaire
. Caractère diffus de la surface du noyau
. Dépendance de la tension superficielle en fonction de la courbure de la surface.

En ce qui concerne le potentiel moyen des nucléons, P. Möller et J.R. Nix ont utilisé deux sortes de potentiels :

. Potentiel d'oscillateur harmonique modifié pour rendre compte des effets de bord et de la possibilité d'obtenir deux minimums correspondant aux centres des pré-fragments ("modified two-centers oscillator potential"). [An 70], [Ad 71], [MG 72],[Mo 72],[Mu 73]).

. Potentiel obtenu par convolution d'une fonction de Yukawa et dont la forme suit celle du noyau ("folded Yukawa potential", [Bo 69], [Bo 72],[FN 72], [HN 74]).

Ces deux sortes de potentiel conduisent à des résultats très similaires.

Les derniers calculs de barrières effectuées par W.M. Howard et P. Möller [HM 80], utilisent un potentiel harmonique modifié, tiennent compte de l'asymétrie axiale et de masse et constituent une synthèse entre les calculs de Möller et Nix [MN 74] et ceux de Larson et Leander [LL 74].

I.3.2. Troisième puits dans la barrière de fission

Les résultats de ces calculs indiquent que la prise en compte de l'asymétrie de masse peut conduire à la formation d'un *troisième minimum* dans la barrière de

fission de certains actinides. Ce troisième minimum est obtenu pour deux valeurs opposées et non nulles de l'asymétrie de masse (fig. I.16 - voir aussi fig. I.3).

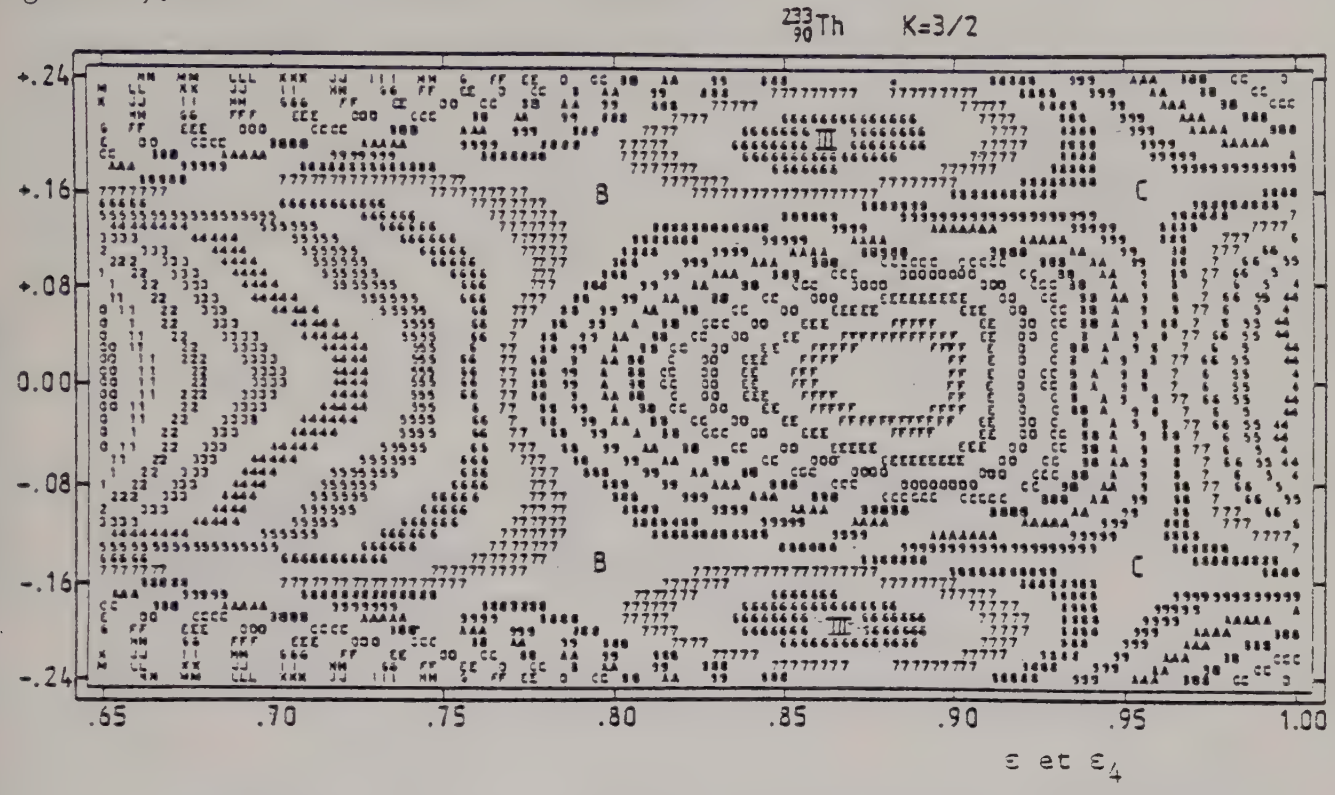


Fig. I.16. Surface d'énergie potentielle pour le noyau ^{233}Th et pour K = 3/2. L'échelle en énergie est de 250 keV. Le troisième puits, noté III, est encadré par les points selles B et C. Le second puits se trouve à l'extrême gauche de la figure. (D'après [MN 76]).

Sur la figure (I.17 a) sont reportées des barrières de fission "à une dimension" pour plusieurs actinides. Ces barrières sont obtenues en minimisant l'énergie potentielle selon la variable d'asymétrie de masse, pour chaque valeur de la distance entre les pré-fragments. Les barrières en pointillés correspondent au cas où le noyau fissionnant reste symétrique.

La prise en compte de l'asymétrie de masse abaisse le second point selle de plusieurs MeV. Le troisième puits apparait pour un nombre de neutrons inférieur à 146. La profondeur de ce puits est faible et ne dépasse pas 2 MeV.

Sur la figure I.17 b sont représentées les barrières à une dimension pour les noyaux ^{231}Th et ^{233}Th d'après les calculs d'Howard et Möller [HM 80].

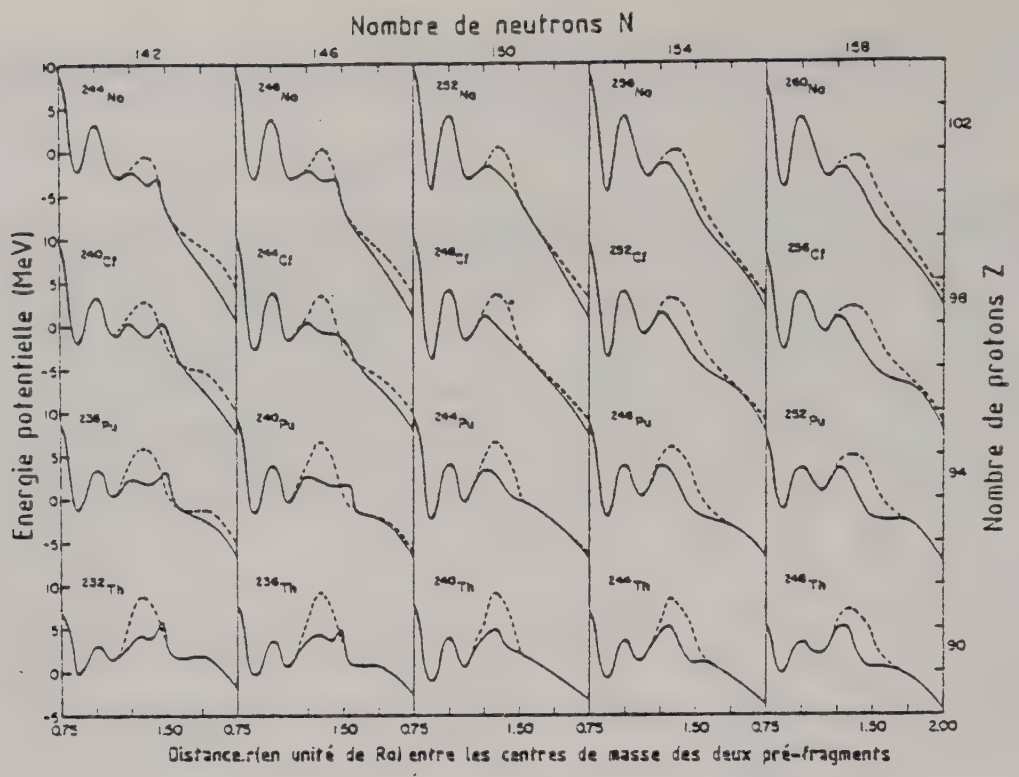


Fig. I.17 a Barrières de fission pour quelques actinides (d'après [MN 74]). Pointillés : déformations symétriques, trait plein : prise en compte de l'asymétrie de masse (voir texte).

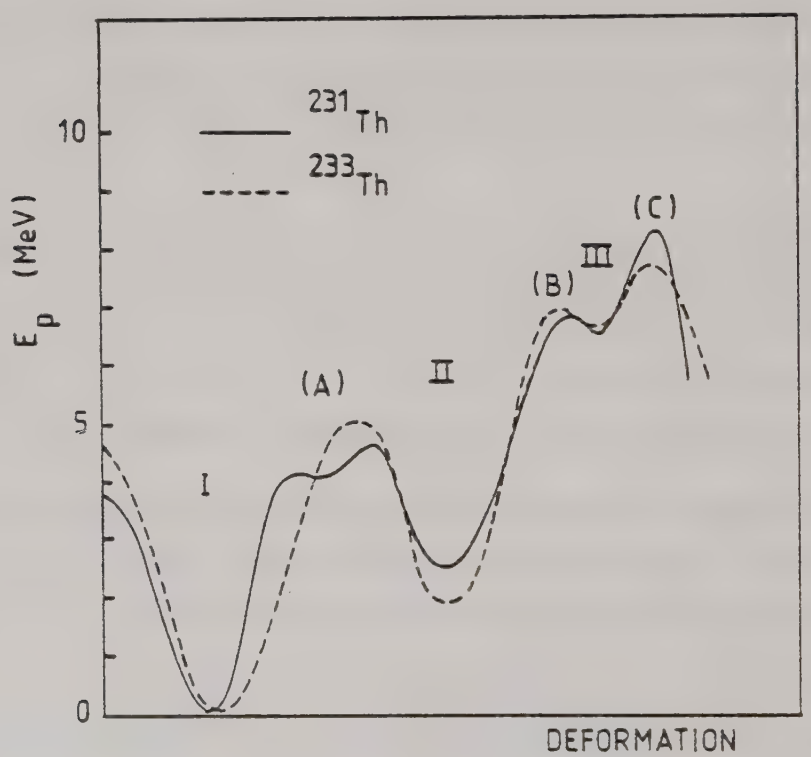


Fig. I.17 b. Barrières de fission pour les noyaux ^{231}Th et ^{233}Th (d'après [HM 80]).

I.3. 3. Possibilité d'une interprétation de l'anomalie du thorium à l'aide du troisième puits

La figure I.18 représente schématiquement la barrière de fission "à une dimension" du noyau ^{231}Th lorsque le noyau reste symétrique (pointillé) et lorsque l'on tient compte de l'asymétrie de masse (trait plein). Les chemins correspondants sur la surface d'énergie potentielle à deux dimensions sont indiqués. On a porté également l'énergie de la résonance à 720 keV-énergie neutron-de la réaction ^{230}Th(n,f).

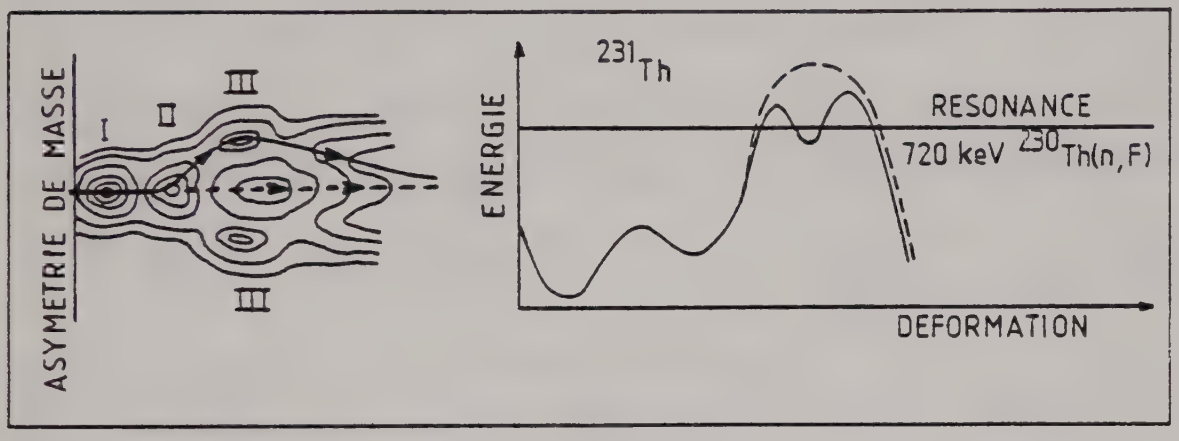


Fig. I.18

On voit clairement que cette résonance peut correspondre à la fission d'un noyau transitant par l'état fondamental du troisième puits (état que l'on peut appeler "de classe III") et que l'on dispose alors d'une interprétation qui résout le problème de l'anomalie du thorium.

En fait, l'état de classe III par lequel transite le noyau n'est pas unique : plusieurs états de rotation peuvent être excités et d'autre part, l'existence de deux troisième puits (pour des valeurs opposées de l'asymétrie de masse) entraîne la présence de deux bandes de rotation légèrement décalées en énergie. Ce point, que nous allons maintenant aborder, permet de prévoir que *la résonance observée dans la réaction* ^{230}Th(n,f) *est composée d'une structure plus fine* dont les caractéristiques peuvent être confrontées à l'expérience.

I.3.4. Comportement du noyau fissionnant dans le troisième puits

a) Dédoublement de parité

i) Origine du dédoublement

Pour une valeur de l'élongation correspondant au troisième puits, le potentiel selon la variable d'asymétrie de masse (notée : ε) possède l'allure représentée en trait plein sur la figure I.19. Pour chacun des puits, le noyau possède une forme grossièrement semblable à celle d'une poire orientée dans un sens ou dans l'autre selon le puits considéré. Ce potentiel, que l'on note $V_A(\varepsilon)$, peut être décrit par trois paraboles jointives et constitue un potentiel intermédiaire entre les deux potentiels suivants :

1. Le potentiel $V_B(\varepsilon)$ formé de deux puits infinis de courbure $\hbar\omega$, centrés respectivement aux points : $\varepsilon = \pm \varepsilon_o$ et séparés par une barrière infinie.

2. Le potentiel $V_C(\varepsilon)$ correspondant à un large puits centré à $\varepsilon = 0$ et dont la courbure est égale à $\frac{\hbar\omega}{2}$.

Pour des valeurs de l'énergie E situées nettement en dessous de la hauteur V_o de la barrière séparant les deux puits de $V_A(\varepsilon)$, la situation sera voisine de ce qu'on obtient avec le potentiel $V_B(\varepsilon)$, tandis que pour $E >> V_o$, on aura une situation analogue à celle attendue pour $V_C(\varepsilon)$.

Les trois potentiels : $V_A(\varepsilon)$, $V_B(\varepsilon)$ et $V_C(\varepsilon)$ sont des fonctions paires de ε. Les hamiltoniens correspondant commuttent donc avec l'opérateur parité et l'on peut trouver pour chacun de ces potentiels des fonctions propres paires et impaires.

Considérons d'abord le cas du potentiel $V_B(\varepsilon)$: les deux puits infinis dont il est constitué sont identiques ; les énergies propres sont données par :

$$E_n^{(B)} = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega \qquad (I.13)$$

A chacune de ces énergies correspondent deux états propres : $|\psi_n^{(B)d}>$ et $|\psi_n^{(B)g}>$ pour lesquels existe une fonction d'onde localisée respectivement dans le puits de droite et dans le puits de gauche. Puisque l'hamiltonien correspondant à $V_B(\varepsilon)$ commute avec l'opérateur parité, on peut remplacer les états propres précédents par des états propres de parité déterminée :

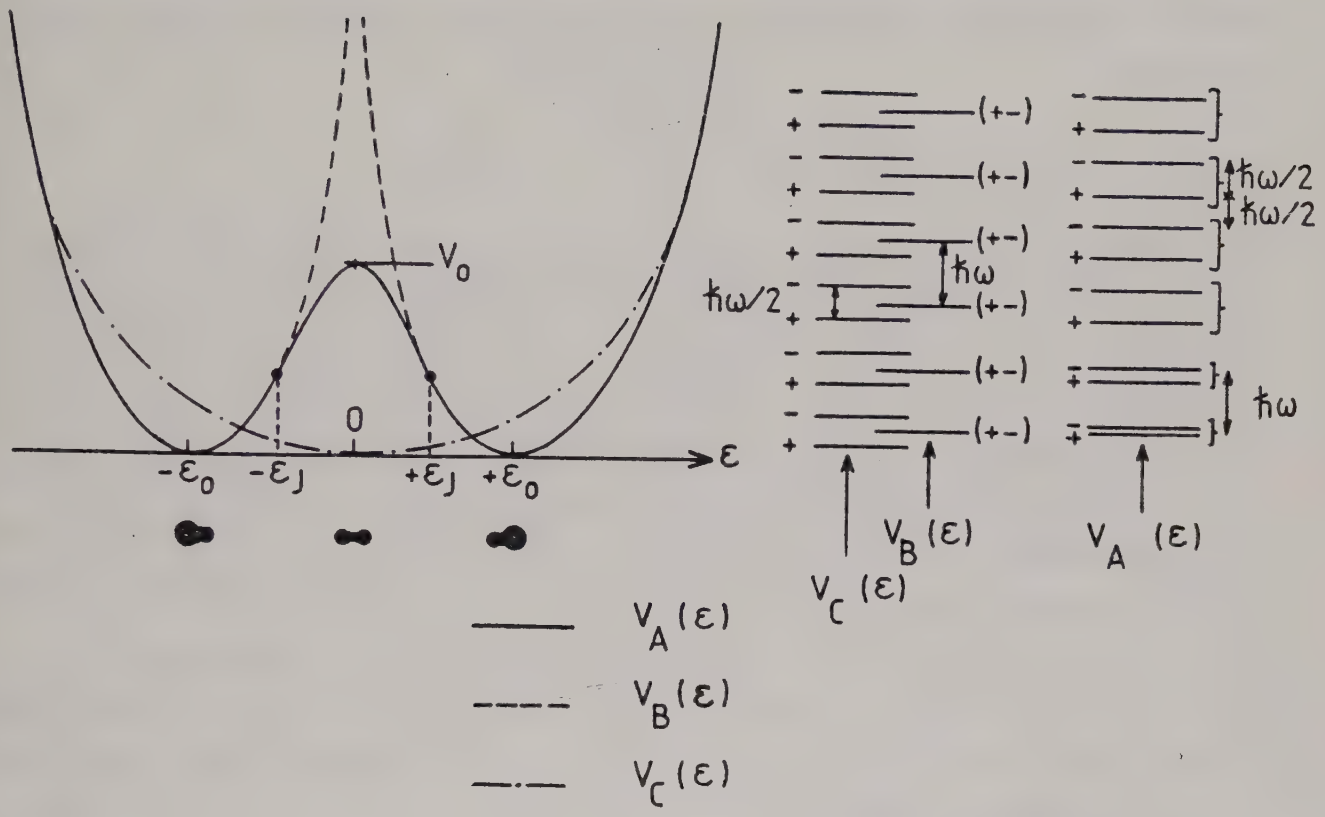


Fig. I. 19 - Représentation schématique du potentiel obtenu en réalisant une coupe de la surface d'énergie potentielle selon l'asymétrie de masse (ε), pour une valeur de l'élongation correspondant au troisième puits (potentiel $V_A(\varepsilon)$). A droite : séquence des niveaux pour les potentiels $V_A(\varepsilon)$, $V_B(\varepsilon)$ et $V_C(\varepsilon)$.

$$|\psi_n^{(B)\pm}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[|\psi_n^{(B)d}\rangle \pm |\psi_n^{(B)g}\rangle\right] \tag{I.14}$$

et pour chacun desquels la probabilité de présence est répartie également entre les deux puits. On vérifie aisément que les énergies de ces états sont telles que :

$$E_n^{(B)+} = E_n^{(B)-} = E_n^{(B)} = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega \tag{I.15}$$

et on constate donc qu'il y a dégénérescence en parité. Lorsque la barrière séparant les deux puits devient finie (potentiel $V_A(\varepsilon)$), la situation est modifiée : les conditions de continuité de la fonction d'onde et de sa dérivée aux points de jonction ($\pm\varepsilon_J$) des paraboles, conditions qui entraînent la quantification de l'énergie, conduisent à des valeurs de l'énergie différentes selon que la fonction d'onde est paire ou impaire. Il en résulte que la dégénérescence en parité est levée et que les états propres $|\psi_n^{(A)+}\rangle$ et $|\psi_n^{(A)-}\rangle$ sont donc tels que :

$$E_n^{(A)+} \neq E_n^{(A)-} \tag{I.16}$$

ii) Fréquence d'inversion

Les états $|\psi_n^{(A)g}\rangle$ et $|\psi_n^{(A)d}\rangle$ donnés par :

$$\begin{cases} |\psi_n^{(A)d}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[|\psi_n^{(A)+}\rangle + |\psi_n^{(A)-}\rangle\right] \\ |\psi_n^{(A)g}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[|\psi_n^{(A)+}\rangle - |\psi_n^{(A)-}\rangle\right] \end{cases} \tag{I.17}$$

ne sont plus états propres de l'hamiltonien correspondant à $V_A(\varepsilon)$. Ces états sont couplés de sorte que le système placé initialement dans l'un de ces états va évoluer "au rythme de ses fréquences de Bohr" : si (I.17) est vraie à l'instant t = 0, on obtient à un instant ultérieur t :

$$|\psi_n^{(A)\left[\begin{smallmatrix}g\\d\end{smallmatrix}\right]}(t)\rangle = e^{-\frac{i}{2\hbar}(E_n^{(A)+}+E_n^{(A)-})}\left[e^{+\frac{i}{2\hbar}(E_n^{(A)-}-E_n^{(A)+})t}|\psi_n^{(A)+}\rangle \mp e^{-\frac{i}{2\hbar}(E_n^{(A)-}-E_n^{(A)+})t}|\psi_n^{(A)-}\rangle\right] \tag{I.18}$$

Ce qui donne pour la probabilité de présence, dans le cas par exemple de $|\psi_n^{(A)d}>$:

$$|\psi_n^{(A)d}(\varepsilon,t)|^2 = \frac{1}{2}\,|\psi_n^{(A)+}(\varepsilon)|^2 + \frac{1}{2}|\psi_n^{(A)-}(\varepsilon)|^2 + \psi_n^{(A)+}(\varepsilon)\psi_n^{(A)-}(\varepsilon)\cos\Omega_n t \qquad \text{(I.19 a)}$$

avec :

$$\Omega_n = \frac{E_n^{(A)-} - E_n^{(A)+}}{\hbar} \qquad \text{(I.19 b)}$$

L'évolution de la probabilité de présence se déroule donc de la manière suivante : à l'instant initial, la probabilité $|\psi_n^{(A)d}(\varepsilon,0)|^2$ est concentrée dans le puits de droite. Ensuite, il y a passage par effet tunnel sous la barrière et reconcentration de cette probabilité de présence dans l'autre puits jusqu'au temps $t = \frac{\pi}{\Omega_n}$ après lequel le mouvement s'effectue en sens inverse pour aboutir à nouveau à la situation initiale au temps $t = \frac{2\pi}{\Omega_n}$. Le système oscille donc entre les deux puits à la fréquence $\nu_n = \Omega_n/2\pi$ appelée fréquence d'inversion.

Ce comportement est tout-à-fait analogue à celui observé en spectroscopie moléculaire pour la molécule d'ammoniac où la variable ε est alors la distance algébrique entre l'atome d'azote et le plan formé par les trois atomes d'hydrogène [Co 73].

iii) Caractéristiques de l'énergie d'inversion

Pour apprécier le comportement qualitatif de l'écart en énergie $\Delta E_n^{\pm} = E_n^{(A)-} - E_n^{(A)+}$, appelé énergie d'inversion, on peut faire le raisonnement suivant :

Pour chacun des deux puits (potentiel $V_B(\varepsilon)$), l'espacement entre les niveaux est donné par :

$$D = \hbar\omega \qquad \text{(I.20)}$$

D'autre part, on peut dire que le système dans chaque puits possède une durée de vie de l'ordre de la moitié de la période d'inversion :

$$\tau = \frac{\pi}{\Omega_n} \qquad \text{(I.21)}$$

à laquelle correspond la largeur :

$$\Gamma = \frac{\hbar\Omega_n}{\pi} \qquad (I.22)$$

Or, la largeur Γ et l'espacement D sont reliés au coefficient de transmission par la relation [BW 52] :

$$T = \frac{2\pi\Gamma}{D} \qquad (I.23)$$

Compte tenu de (I.19 b), on voit donc que l'écart $\Delta E_n^{\pm}$ est lié directement au coefficient de transmission de la barrière séparant les deux puits :

$$\Delta E_n^{\pm} = \frac{\hbar\omega}{2} T(E) \qquad (I.24)$$

Pour $E << V_o$, le coefficient de transmission est faible et l'écart $\Delta E_n^{\pm}$ est donc petit. Cet écart augmente au fur et à mesure qu'on s'élève en énergie, étant donné que la barrière est de plus en plus aisément franchissable. Lorsqu'on est très au-dessus de cette barrière, l'écart devient égal à $\hbar\omega/2$ et l'on retrouve les niveaux de l'oscillation harmonique dont le potentiel est $V_C(\varepsilon)$ (cf. fig. I.19).

D'un point de vue pratique, le calcul de l'énergie d'inversion, s'effectue à partir de la résolution de l'équation de Schrödinger pour le potentiel $V_A(\varepsilon)$. On peut résoudre exactement une telle équation [Pa 80 b] selon la même méthode que celle employée par Cramer et Nix [CN 70] lorsqu'ils calculent le coefficient de transmission d'une double barrière décrite par des paraboles jointives (cas qui correspond à un potentiel analogue à $V_A(\varepsilon)$ mais renversé). Les conditions de continuité de la fonction d'onde et de sa dérivée donnent les énergies $E_n^{(A)+}$ et $E_n^{(A)-}$ dont on tire ensuite les écarts $\Delta E_n^{\pm}$. L'approximation semi-classique (WKB) peut également être utilisée [Bl 82] et donne des résultats voisins. Les caractéristiques du potentiel $V_A(\varepsilon)$ (hauteur V_o et courbure $\hbar\omega_o$ de la barrière intermédiaire, courbure $\hbar\omega$ des deux puits) sont déterminées à partir de la surface d'énergie potentielle du noyau considéré (fig. I.20 et aussi I.3 ou I.16).

On considère sur cette surface le chemin pour lequel on obtient un minimum de l'intégrale d'action :

$$S = \int \sqrt{2\mu(E-U)\left[1+\left(\frac{d\beta}{d\varepsilon}\right)^2\right]}\, d\varepsilon \qquad (I.25)$$

avec :

β : variable d'élongation

U = U(β,ε) : énergie potentielle

μ : paramètre d'inertie

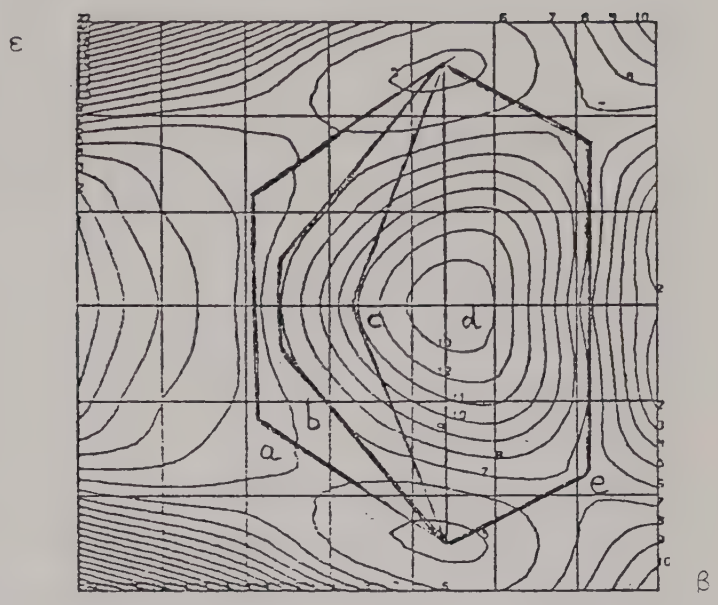


Fig. I.20. Surface d'énergie potentielle pour le noyau ^{232}Th au voininage du troisième puits (d'après [Mö 72])

Tableau I-2

Valeurs de l'intégrale d'action pour différents chemins de la fig. I.20

Chemin	S (unités arbitraires)
a	3,2
b	1,4
c	2,3
d	3,5

Sur la figure I.20 sont indiqués quatre chemins pour lesquels on a porté la valeur correspondante de S dans le tableau I-2. Le chemin (b) est celui qui correspond à la valeur la plus petite. Le long de ce chemin, le potentiel "à

une dimension" est analogue au potentiel $V_A(\varepsilon)$ de la figure I.19. Le calcul de l'énergie d'inversion donne dans le cas considéré (noyau ^{232}Th) une valeur de l'ordre de la vingtaine de keV [Pa 80 a]. Cette énergie d'inversion peut varier dans une assez large mesure en fonction des caractéristiques de la surface de potentiel et compte tenu de la précision des calculs théoriques. On peut estimer, au niveau expérimental, s'attendre à des valeurs comprises entre 5 et 30 keV pour les noyaux $^{231,233}Th$.

Signalons enfin qu'il existe deux chemins possibles correspondant à un minimum de l'action : le chemin (b) et un chemin qui contourne la barrière par l'autre côté (chemin (e), (fig. 1.20)). L'existence de ce deuxième chemin appelle la remarque suivante : il n'y a aucune raison à priori pour que le potentiel à une dimension $V_A^{(e)}(\varepsilon)$ obtenu en suivant ce chemin (e) soit le même que le potentiel $V_A^{(b)}(\varepsilon)$ associé au chemin (b). Cela devrait donc conduire à l'existence de deux valeurs différentes de l'énergie d'inversion. Cependant si l'un des deux potentiels, par exemple $V_A^{(b)}(\varepsilon)$, possède une barrière intermédiaire de pénétrabilité $T_{(b)}$ nettement plus grande que celle de $V_A^{(e)}(\varepsilon)$, le système préfèrera "osciller" entre les deux puits en passant par le chemin (b) et la contribution de $V_A^{(e)}(\varepsilon)$ au "phénomène d'inversion" sera négligeable. D'autre part, si les pénétrabilités $T_{(b)}$ et $T_{(e)}$ des deux barrières intermédiaires sont du même ordre de grandeur, on doit alors obtenir des valeurs voisines de l'énergie d'inversion. Dans la région intermédiaire entre ces deux cas ($[T_{(b)} \ll T_{(e)}$ ou $T_{(e)} \ll T_{(b)}]$ et : $[T_{(b)} \simeq T_{(e)}]$), il faudrait traiter directement le problème d'une barrière à deux dimensions. L'examen des surfaces de potentiel des isotopes du thorium semble indiquer que le chemin "(e)" correspond à une barrière plus difficilement franchissable que la barrière associée au chemin (b) : les deux barrières ont des hauteurs voisines et la barrière "(e)" est plus large car elle correspond à un chemin plus long (fig. I.20). On pourrait alors se trouver dans un cas où une seule valeur de l'énergie d'inversion suffit pour interpréter les résultats expérimentaux. Nous reviendrons sur cette question au chapitre V.

b) Conséquences sur la section efficace de fission

Considérons un chemin partant du premier puits et arrivant dans la vallée de fission en passant par le troisième puits (chemin en trait plein de la figure I.18). Selon la profondeur de ce troisième puits, on se trouve dans les situations suivantes :

i) Si le puits est peu profond, les états transitoirement occupés dans ce puits correspondent au *premier doublet* d'états du potentiel $V_A(\varepsilon)$ de la figure I.19. Pour les états situés plus haut en énergie, les couplages avec les autres degrés de liberté effacent les éventuelles structures (fig. I.21.a).

ii) Si le puits est plus profond, les états transitoires peuvent être les états des deux premiers doublets. Le premier doublet correspond alors à une section efficace plus faible. Il se peut d'ailleurs que les fissions associées à ce premier doublet ne soient pas détectables en expérience sous faisceau si la dernière barrière possède une pénétrabilité trop faible (fig. I.21 b).

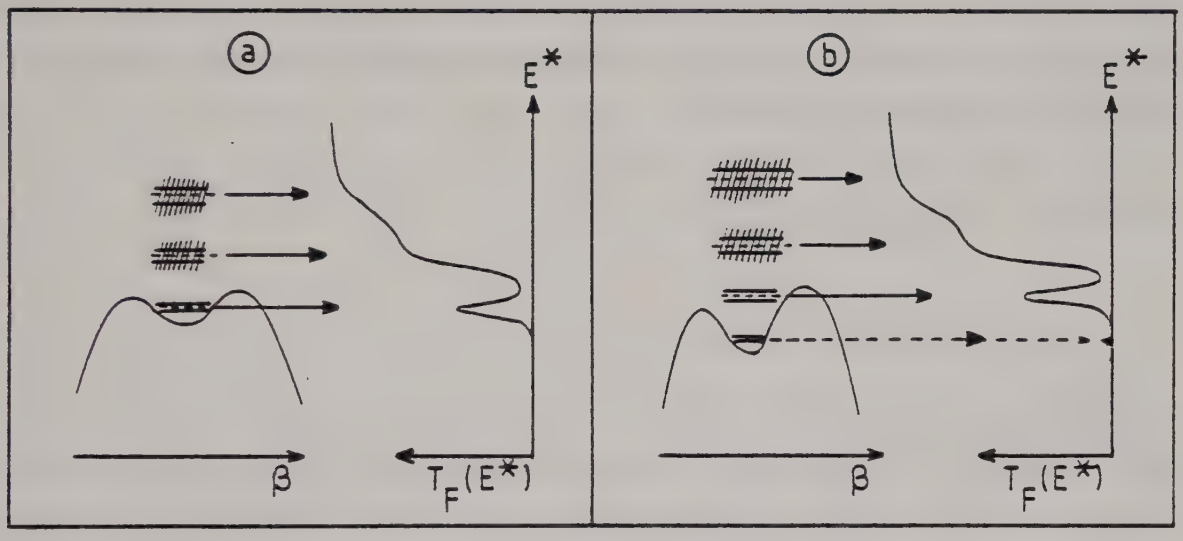


Fig. I.21.

Il faut maintenant tenir compte du fait que le noyau peut être animé d'un mouvement de rotation dont les quanta d'énergie sont petits devant la différence d'énergie entre deux doublets consécutifs du potentiel $V_A(\varepsilon)$. On peut donc prévoir que les bandes de rotation construites sur les deux états d'un même doublet seront présentes dans la section efficace de fission si ce doublet correspond à des états transitoires effectivement occupés au cours du processus de fission. *La structure fine de la résonance à 720 keV de la réaction $^{230}Th(n,f)$ correspondrait donc aux premiers niveaux de deux bandes de rotation de parités opposées et globalement décalées d'une énergie égale à l'énergie d'inversion.*

D'après la figure I.14, on voit que la résonance à 720 keV possède une

largeur de l'ordre 50 keV. On peut vérifier que cette largeur est compatible avec l'hypothèse qui vient d'être proposée : le noyau ^{231}Th qui est formé à partir d'un neutron apporté au noyau pair-pair ^{230}Th, possède des niveaux de rotation de spins : $J = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \ldots$. L'espacement entre deux niveaux consécutifs J et J+1 est donné par :

$$\Delta E(J,J+1) = 2\times \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{J}} (J+1) \left[1 - a\, \delta_{K,\frac{1}{2}} (-)^{J+\frac{1}{2}} \right] \qquad (I.26)$$

On peut estimer d'autre part que la déformation correspondant au troisième puits est environ trois fois plus importante que celle correspondant au premier puits (cf. fig. I.3). Cela conduit à une valeur de $(\hbar^2/2\mathfrak{J})$ de l'ordre de 2 keV (cf. I.2.3.*b*.i). On en tire, par exemple pour les espacements des niveaux $\frac{3}{2}$ et $\frac{5}{2}$ ainsi que pour $\frac{7}{2}$ et $\frac{9}{2}$:

$$\begin{cases} \Delta E \left(\frac{3}{2}, \frac{5}{2}\right) = 10 \text{ keV} \\ \Delta E \left(\frac{7}{2}, \frac{9}{2}\right) = 18 \text{ keV} \end{cases} \qquad (I.27)$$

Le décalage dû à l'inversion pouvant être compris entre 5 et 30 keV, on voit que la structure fine attendue pourrait comprendre des niveaux dont les spins iraient jusqu'à $\frac{5}{2}$ ou $\frac{7}{2}$. Ces valeurs sont tout-à-fait compatibles avec les conditions de transfert de moment angulaire dans la réaction ^{230}Th(n,f). (*)

Il reste à estimer la largeur de chacune des résonances correspondant aux niveaux de rotation : le calcul des coefficients de transmission à travers la seconde et la troisième barrière permettent en principe de déterminer ces largeurs. Cependant, ces dernières varient très sensiblement en fonction des paramètres de barrières dont les valeurs théoriques sont déterminées avec une précision de l'ordre de 0,5 MeV. Cela se traduit par des largeurs dont la plage possible est comprise entre quelques électrons volts et quelques centaines de keV. C'est donc l'expérience qui finalement permettra de déterminer ces largeurs mais on peut noter d'ores et déjà que la largeur de 50 keV de la résonance à 720 keV de la réaction ^{230}Th(n,f) est compatible avec ces estimations.

(*) Ce point sera abordé plus en détail ultérieurement.

c) Conséquences sur les distributions angulaires des fragments de fission

La présence de spins différents due à la possibilité de l'existence de plusieurs états de rotation entraîne une conséquence intéressante : les distributions angulaires des fragments de fission étant caractéristiques des valeurs des nombres quantiques J et K, une mesure corrélée de l'énergie d'excitation du noyau fissionnant et des directions d'émission des fragments peut permettre d'obtenir une information sur ces nombres quantiques. Cependant, les valeurs estimées précédemment concernant la largeur, l'espacement des résonances et le décalage global des deux bandes de parités différentes, conduisent à prévoir des chevauchements de ces résonances. Plusieurs valeurs de spin peuvent donc contribuer à la section efficace pour une énergie donnée. On a toutefois de bonnes chances d'observer un effet de distribution angulaire en examinant ce que devient la section efficace de fission lorsqu'on conditionne les angles d'émission des fragments. Cette mesure des distributions angulaires des fragments de fission est importante car elle donne des effets caractéristiques qui permettent de lever certaines ambiguités quant-à la nature des résonances observées.

Dans l'exemple de la résonance à 5 MeV d'énergie d'excitation de la réaction ^{239}Pu(d,pf), les mesures de distributions angulaires des fragments ont montré que les états qui constituent la structure fine de cette résonance (fig. I.12) - états interprétés comme des états composés de classe II - possèdent des distributions angulaires identiques [G1 76], [Ba 77].

Dans le cas d'états de classe III - peu ou pas amortis - les distributions angulaires doivent être différentes.

I.3.5 . Expériences à haute résolution avec les réactions ^{230,232}Th(n,f)

Au cours d'expériences effectuées avec une très bonne résolution en énergie ($\Delta E_n \simeq 2$ keV), une structure fine a pu être observée dans la résonance à 720 keV de la réaction ^{230}Th(n,f) [B1 78]. Ce résultat peut s'interpréter de manière très satisfaisante si l'on admet que le troisième puits prévu par les calculs théoriques existe effectivement dans la barrière de fission du noyau ^{231}Th. Des mesures effectuées avec la réaction ^{232}Th(n,f) conduisent également à attribuer une triple barrière au noyau ^{233}Th [B1 75]. Ces résultats constitueraient donc une première mise en évidence expérimentale de l'existence du troisième puits.

a) Réaction $^{230}Th(n,f)$

Sur la fig. (I.22) sont portés les points expérimentaux obtenus par J. Blons et al. ainsi que la courbe théorique calculée à partir de l'hypothèse d'un troisième puits responsable de la présence de deux bandes de rotation dédoublées en parité. Chacune des résonances contribuant à la section efficace est également indiquée.

On voit que l'accord entre la courbe théorique et le résultat expérimental est excellent. L'hypothèse de l'existence du troisième puits permet également de rendre compte correctement des rapports d'anisotropie des fragments de fission mesurés par ailleurs [Br 80], [VM 81]. Le tableau I-3 donne les valeurs des paramètres de barrières utilisées par J. Blons ainsi que les largeurs et les énergies des résonances. Toutes ces valeurs sont parfaitement compatibles avec les estimations théoriques [HM 80]. On remarque qu'une seule valeur de l'énergie d'inversion (qui vaut ΔE = 11 keV) suffit pour rendre compte du résultat expérimental. D'autre part, dans cette interprétation, les bandes de rotation correspondent à l'état fondamental du troisième puits (premier doublet du potentiel $V_A(\varepsilon)$, fig. I.21 a).

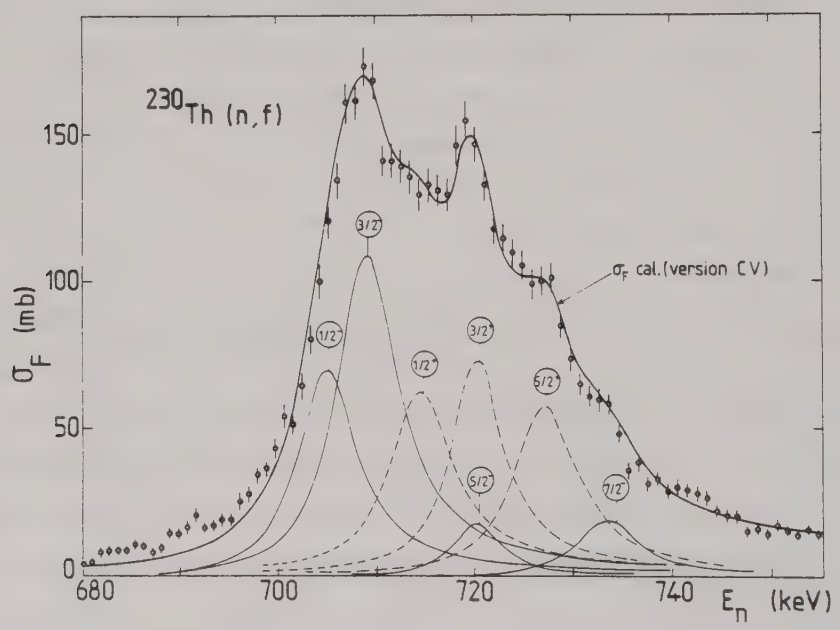


Fig. I.22. Section efficace de la réaction $^{230}Th(n,f)$ au voisinage de 720 keV - énergie de neutron - et son interprétation d'après [Bl 82]

Tableau I-3

Valeurs des paramètres utilisés pour l'analyse et l'interprétation de la section efficace de la réaction ^{230}Th(n,f) au voisinage de la résonance à 720 keV, d'après J. Blons ([B1 82], Version "D").

J^π	$E_n^{(J\pi)}$ (keV)	$\Gamma^{J\pi}$ (keV)	E_B^{II} (MeV)	E_P^{III} (MeV)	E_B^{III} (MeV)	
$\frac{1}{2}^+$	714,3	7,0	5,906	5,658	6,488	E_B^{II}: énergie du sommet de la deuxième barrière E_B^{III}: idem pour la 3ème barrière. E_P^{III}: énergie du fond du troisième puits
$\frac{3}{2}^+$	719,8	5,6	5,921	5,661	6,493	
$\frac{5}{2}^+$	726,5	8,5	5,917	5,671	6,500	$h\omega_B^{II}$ = 0,2 MeV $h\omega_P^{III}$ = 0,51 MeV $h\omega_B^{III}$ = 1,0 MeV pour toutes les valeurs de J^π
$\frac{1}{2}^-$	704,5	6,6	5,898	5,648	6,488	
$\frac{3}{2}^-$	708,1	7,0	5,899	5,653	6,493	
$\frac{5}{2}^-$	719,7	5,3	5,924	5,660	6,500	Energie de liaison du neutron dans ^{231}Th : B_n = 5,129 MeV
$\frac{7}{2}^-$	732,7	7,3	5,927	5,677	6,511	

b) Réaction ^{232}Th(n,f)

La réaction ^{232}Th(n,f) présente près du seuil de fission deux résonances situées respectivement à 1,6 MeV et à 1,7 MeV d'énergie de neutrons (fig. I.23). Des mesures à haute résolution ont permis d'observer, comme dans le cas de la résonance à 720 keV de ^{230}Th(n,f), une structure fine dans chacune de ces résonances [B1 75]. Cependant, la situation est ici moins favorable car ces deux résonances se situent sur un fond qui présente une variation en fonction de l'énergie. Ceci s'explique par le fait que plusieurs voies de fission contribuent à la section efficace dans la région d'énergie d'excitation considérée, alors qu'une seule voie intervient dans le cas de la résonance à 720 keV de la réaction ^{230}Th(n,f).

Rappelons brièvement qu'une voie de fission est définie autrement que par les caractéristiques finales des fragments (spin, énergie, etc...) comme c'est le cas habituellement en théorie des réactions nucléaires. Lorsque le noyau est porté à une certaine énergie d'excitation qui autorise la fission, celui-ci est d'abord peu déformé et par conséquent "chaud". Au cours du processus de

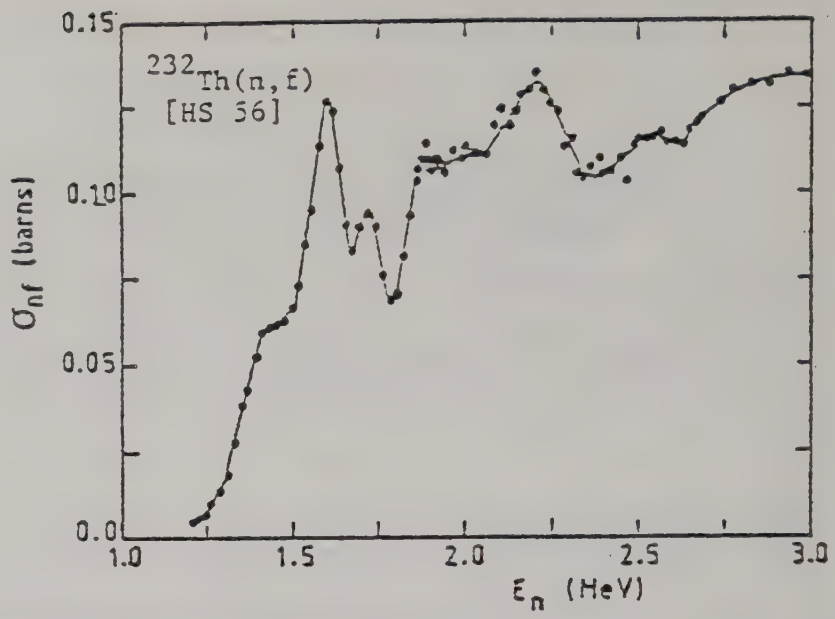


Fig. I.23. Section efficace de la réaction $^{232}Th(n,f)$ (d'après [HS 56]).

fission, une partie de l'énergie d'excitation se transforme en énergie potentielle de déformation de sorte qu'au voisinage du seuil de fission (défini comme la hauteur maximale de la barrière à franchir lorsque le noyau est dans son état fondamental) le noyau est très "refroidi". La part d'énergie d'excitation non convertie en énergie potentielle de déformation est alors faible et ce reste d'énergie disponible produit les premiers états excités de ce noyau très déformé, états qui se résument à un seul ou quelques états intrinsèques (états de Nilsson) sur chacun desquels viennent s'ajouter les premiers états de la bande de rotation correspondante. Le noyau peut donc fissionner en se trouvant passagèrement dans *différents* états appelés "états de transition" et caractérisés par les nombres quantiques : J, π et K (K = projection de J sur l'axe de symétrie du noyau). Ces états de transition sont associés à des barrières différentes.

Selon les auteurs, une voie de fission est identifiée soit à l'état intrinsèque occupé par le noyau "refroidi" (voie définie par le nombre quantique K) soit à l'état de transition proprement dit (voie définie par les nombres J,π,K).

Après avoir franchi la barrière, le noyau subit un "réchauffement" car l'énergie potentielle de déformation décroit. Ce réchauffement est responsable de processus divers qui conduisent à une grande variété de combinaisons de fragments. Le nombre de voies de fission est donc toujours nettement inférieur au nombre de voies au sens des réactions nucléaires. Signalons pour mémoire que l'hypothèse du noyau "refroidi" transitant par un nombre restreint d'états de transition ("états de point selle" [Bo 55]) a permis d'interpréter le comportement statistique des largeurs de fission observé dans certains cas au voisinage du seuil [PT 56]. (*)

(*) Sur ce sujet on peut voir également : [PR 60], [Wi 62], [Wi 64]

En revenant à la réaction ^{232}Th(n,f), on se trouve ici dans un cas où chacune des deux résonances mentionnées correspond à une voie de fission (ces voies sont d'ailleurs caractérisées par la même valeur K = 3/2) et où le fond est composé d'un mélange de plusieurs voies. La présence de ce fond entraîne que les distributions angulaires des fragments sont perturbées et il s'agit, dans le cas de cette réaction, d'analyser simultanément les résonances et le fond. La figure (I.24) présente les résultats et leur interprétation par J. Blons et al. Les structures fines des résonances à 1,6 MeV et à 1,7 MeV peuvent être interprétées de manière analogue à l'interprétation

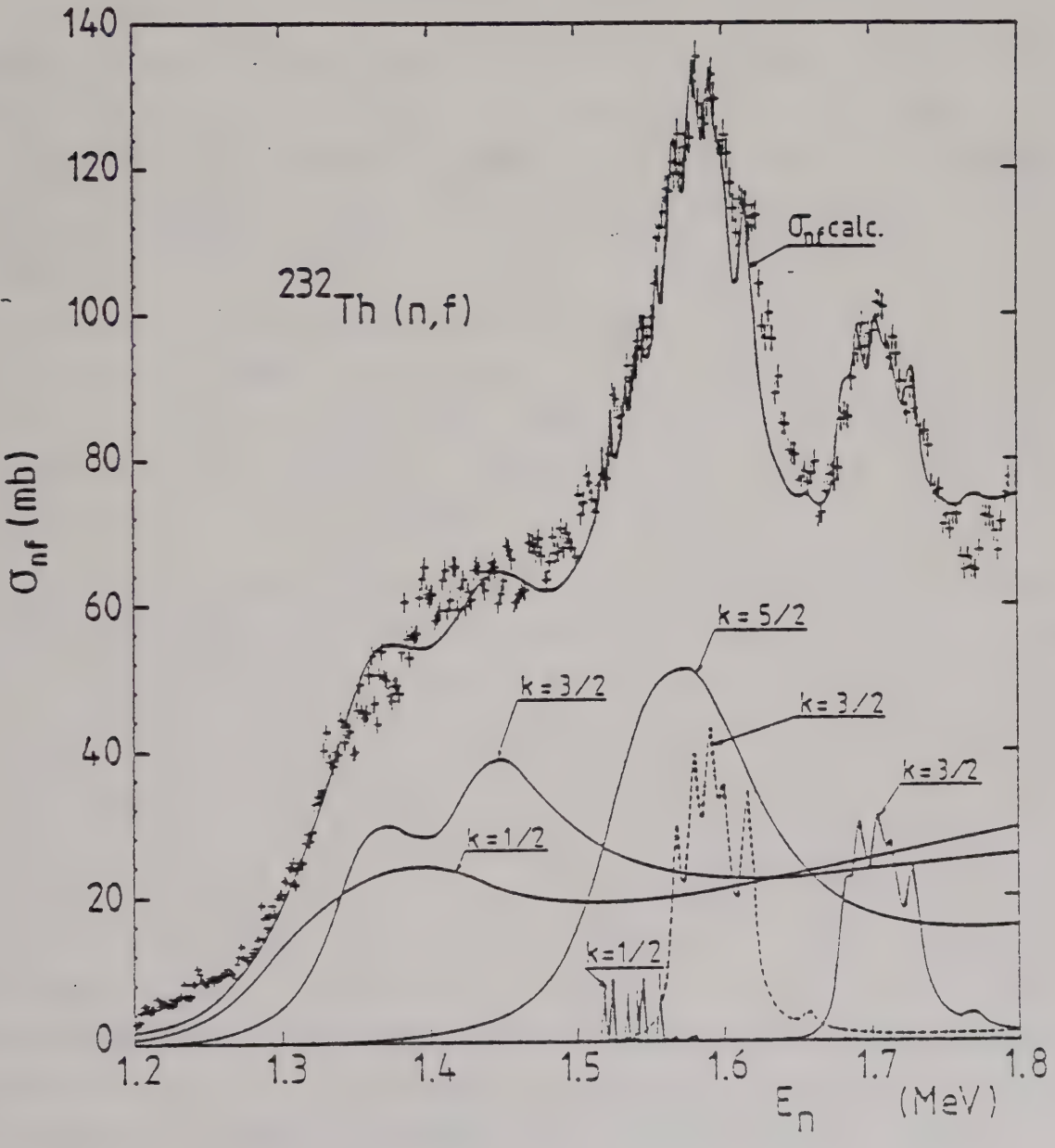


Fig. I.24. Section efficace de la réaction ^{232}Th(n,f) et son interprétation d'après [Bl 82].

faite pour la résonance à 720 keV de la réaction ^{230}Th(n,f), c'est-à-dire comme des structures correspondant à des bandes de rotation dédoublées en parité mais associées ici au deuxième doublet du potentiel $V_A(\varepsilon)$ (cf. fig.I.21 b). L'accord entre la courbe théorique et les points expérimentaux est bon mais moins net que dans le cas de la réaction ^{230}Th(n,f). Ceci n'est pas surprenant étant donnée la plus grande complexité de la section efficace de fission due à la présence du fond qui est composé, selon J. Blons, d'un mélange de trois voies de fission différentes ($K = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}$, et $\frac{5}{2}$). Sur le flanc basse énergie de la résonance à 1,6 MeV, une contribution due à une voie $K = \frac{1}{2}$ - et correspondant également au troisième puits - est prise en compte et semble bien reproduire la structure fine observée à cet endroit.

D'autre part, l'analyse effectuée par J. Blons sur les résultats expérimentaux obtenus dans d'autres laboratoires (mesure des distributions angulaires des fragments de fission [Ba 77] et du rapport d'anisotropie : W(0°)/W(90°) [BM 81]) indique un bon accord entre ces résultats et l'hypothèse de l'existence d'un troisième puits dans la barrière de fission du noyau ^{233}Th [Bl 82].

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

a) Résumé du 1er Chapitre

Nos connaissances sur la barrière de fission ont depuis le modèle de la goutte liquide, largement progressé.

Les efforts conjugués des théoriciens et des expérimentateurs nous permettent aujourd'hui de décrire de façon très précise les variations de l'énergie potentielle des noyaux fissionnant : ces variations qui sont parfois de l'ordre du MeV peuvent en effet représenter jusqu'à 0,005 % de l'énergie totale dans le cas des actinides.

Le cheminement de ces progrès peut être divisé en trois grandes étapes : le modèle de la goutte liquide, qui constitue une description très grossière de la barrière de fission mais qui fût le premier modèle capable d'expliquer son existence, représente l'étape de départ. La deuxième étape correspond à la découverte du deuxième puits dont la présence est due aux effets de couches dans le noyau et permet de comprendre le comportement - jusqu'alors inexpliquable - de certaines sections efficaces de fission ainsi que l'existence des isomères de forme. La réalité de ce deuxième puits, largement confirmé par l'expérience, ne fait plus aujourd'hui aucun doute.

Cependant, il subsiste au terme de cette seconde étape un fait expérimental - l'anomalie du thorium - qui ne concorde pas avec les prédictions théoriques. Cette anomalie consiste en la présence de certaines résonances dans la section efficace de fission de plusieurs actinides légers, en particulier les noyaux ^{231}Th et ^{233}Th. Ces résonances ne peuvent s'expliquer de façon satisfaisante si l'on suppose qu'elles correspondent à des états métastables du second puits (états de classe II) : si tel était le cas, les doubles barrières de fission de ces noyaux seraient considérablement différentes des barrières prévues par les calculs. Or ces derniers donnent des résultats en excellent accord avec les données expérimentales pour tous les autres actinides. Il a donc fallu se pencher à nouveau sur les modèles théoriques dont l'imperfection ne semblait pas être due à la méthode de correction de couches elle-même mais plutôt à l'insuffisance du nombre de paramètres de déformation pris en compte.

L'anomalie du thorium a ainsi, en quelque sorte, inauguré la troisième

étape où nous sommes actuellement. Cette étape est marquée par l'amélioration sensible des calculs théoriques de barrières. Dans ces nouveaux calculs, on prend en compte un plus grand nombre de paramètres de déformation dont l'asymétrie de masse. Cette dernière est responsable du creusement d'un troisième puits dans la surface d'énergie potentielle de certains systèmes fissionnants dont précisément les actinides légers. Ce troisième puits possède une particularité qui le distingue des deux autres puits : il correspond à une déformation asymétrique en masse du noyau ce qui entraîne qu'il est en fait un double puits à cause des deux orientations opposées qui peuvent être occupées. L'existence de ce double troisième puits offre la possibilité d'une interprétation simple de l'anomalie du thorium car les résonances mentionnées précédemment pourraient correspondre à des états métastables de classe III. Ces résonances doivent alors présenter, si ce troisième puits est bien réel, une structure fine caractéristique, liée au fait que ce puits est double : cette structure fine consisterait en deux bandes de rotation de parité différentes et globalement décalées en énergie d'une valeur de l'ordre d'une à quelques dizaines de keV selon le noyau. Cette structure fine constituerait donc une véritable *signature* du troisième puits, d'où la possibilité d'identifier expérimentalement ce dernier sans ambiguité. Ceci exige toutefois des mesures à très bonne résolution en énergie en même temps que des mesures de distributions angulaires des fragments de fission afin d'effectuer les attributions de spin aux résonances de cette structure fine.

De telles expériences ont eu lieu, pour les noyaux ^{231}Th et ^{233}Th, à l'aide de la réaction (n,f) sur des cibles de thorium 230 et de thorium 232. Une structure fine a été effectivement observée et l'interprétation qu'en ont donné J. Blons et al. - en terme de bandes de rotation dédoublées correspondent à des états de classe III - semble tout-à-fait satisfaisante.

b) Intérêt de nouvelles expériences concernant le 3ème puits. Perspectives.

Nous sommes maintenant en mesure de faire les constatations et conclusions suivantes :

Les résultats sur les sections efficaces des réactions ^{230,232}Th(n,f) constituent une indication expérimentale très convaincante de l'existence d'un troisième puits dans les barrières de fission des noyaux ^{231,233}Th.

Cependant, il faut constater que ces résultats sont les seules données

expérimentales dont on dispose jusqu'à présent.

Il est donc très intéressant de chercher à réaliser de nouvelles mesures dans le but d'établir plus définitivement le fait expérimental que constitue l'existence du troisième puits.

Ces nouvelles mesures devraient consister à produire les noyaux $^{231,233}Th$ dans la région en énergie d'excitation correspondant au troisième puits mais dans des conditions différentes. Les remarques qui suivent vont permettre de préciser ces conditions :

L'examen des figures I.22 et I.24 nous montre que les spins des niveaux de rotation peuplés par la réaction (n,f) ne dépassent pas la valeur $J = \frac{7}{2}$. Pour la réaction $^{230}Th(n,f)$, le niveau $\frac{7+}{2}$ n'est d'ailleurs quasiment pas peuplé. Cette limitation vers les "hauts" spins s'explique par les conditions cinématiques propres à la réaction (n,f) : si l'on adopte une image classique de la réaction de capture du neutron par le noyau cible (pair-pair), le transfert maximum de moment angulaire est en effet donné par :

$$J_{max} = S_n + R_c P_T \qquad (I.28)$$

où S_n est le spin du neutron, R_c le rayon du noyau cible et P_T la quantité de mouvement transféré qui est dans le cas présent égale à la quantité de mouvement du neutron incident dans le laboratoire (on a en effet $m_n << m_c$). Pour les deux réactions considérées, on obtient les résultats indiqués dans le tableau (I-4). On a pris pour le rayon de la cible un rayon effectif dont la valeur est de l'ordre 12 fermi [Wo 68].

Tableau I-4

Réaction	$P_T = P_n$ (MeV/c)	$R_c P_T$ (unités $\hbar$)	J_{max} (unités $\hbar$)
$^{230}Th(n,f)$ E_n=720 keV	36,6	2	5/2
$^{232}Th(n,f)$ E_n= 1,6 MeV	54,6	3	7/2
$^{232}Th(n,f)$ E_n= 1,7 MeV	56,3	3	7/2

On voit alors en quoi peut consister une voie expérimentale nouvelle : en induisant la fission des noyaux ^{231,233}Th par une *réaction à deux corps* on peut espérer peupler des niveaux de spins plus grands que 5/2 ou 7/2. Ce type de réaction apporte en effet plus de moment angulaire que la réaction de capture d'un neutron, pour une même gamme d'énergie d'excitation. L'exemple type d'une telle réaction est la réaction (d,pf) qui permet d'obtenir, comme nous allons le voir dans le chapitre suivant, des spins allant jusqu'à 13/2.

A l'aide des réactions ^{230}Th(d,pf) et ^{232}Th(d,pf) on doit donc s'attendre, si l'hypothèse du troisième puits est exacte, à observer les résonances déjà vues en réaction (n,f) mais à cette différence près que l'on doit assister à un renforcement de la contribution des spins 5/2 et 7/2 et à une contribution nouvelle des spins 9/2, 11/2 et 13/2.

Ces expériences devraient permettre de confirmer (ou d'infirmer ?) les conclusions relatives à l'existence du troisième puits dans les barrières de fission des noyaux ^{231}Th et ^{233}Th, conclusions qui ont été tirées jusqu'ici à partir des seules expériences ^{230}Th(n,f) et ^{232}Th(n,f).

Chapitre II

RECHERCHE DU TROISIEME PUITS PAR REACTION (d,pf) : DEMARCHE EXPERIMENTALE

INTRODUCTION

Nous avons vu que les sections efficaces des réactions ^{230,232}Th(n,f) présentent, sous le seuil de fission, des résonances composées d'une structure fine très caractéristique. Ce résultat expérimental témoigne nettement en faveur de l'existence d'un troisième minimum dans les barrières de fission des noyaux ^{231,233}Th [B1 82]. Les structures observées correspondent à des niveaux qui appartiennent à deux bandes de rotation de parités opposées et globalement décalées en énergie (cf. fig. I.22 et I.24). Il s'agit donc de résonances de spins différents, alimentées nécessairement de façon sélective par suite des caractéristiques de la voie d'entrée. Par exemple, dans le cas de la réaction ^{230}Th(n,f), le noyau fissionnant ^{231}Th se trouve dans des états de spin dont les valeurs sont comprises entre $\frac{1}{2}$ et $\frac{5}{2}$. De même, pour la fission du noyau ^{233}Th induite par neutrons, on a les valeurs : $\frac{3}{2} \leqslant j \leqslant \frac{7}{2}$.

Comme nous l'avons indiqué en conclusion du chapitre précédent, on peut envisager d'induire la fission de ces deux isotopes du thorium, à l'aide de réactions à deux corps. Ces dernières doivent, en principe, alimenter des états de spins plus grands qui prolongent les bandes de rotation mentionnées précédemment. Nous nous trouvons donc devant une perspective expérimentale qu'il s'agit d'examiner. Cette perspective présente un double intérêt :

1) un intérêt immédiat qui apparait clairement : confronter à des résultats nouveaux, une interprétation qui résulte jusqu'à présent d'un type

d'expérience unique. Il s'agit donc simplement d'accroître le nombre des données expérimentales concernant les noyaux ^{231,233}Th pour soumettre une plus grande variété de résultats à l'analyse et, par suite, donner plus de poids aux conclusions de cette dernière. Il doit en résulter une confirmation ou une remise en question de l'interprétation selon laquelle il existe un troisième puits dans les barrières de fission de ces noyaux.

2) Un intérêt à plus long terme qui réside dans la possibilité d'étudier les noyaux fissionnant pair-pair au voisinage du seuil. Rappelons que les prédictions quantitatives existantes concernent principalement ces noyaux et qu'il est donc très intéressant de pouvoir les étudier expérimentalement. Or, pour les noyaux à nombre pair de neutrons, l'énergie de liaison d'un neutron (B_n) est plus élevée que pour les noyaux à nombre impair de neutrons, à cause de l'énergie d'appariement. Il en résulte notamment qu'en apportant un neutron, par réaction de capture, à un noyau cible impair en neutrons, on produit un noyau pair en neutrons dont l'énergie d'excitation est supérieure à la hauteur de la barrière de fission (d'où le nom de noyau "fissile" donné au noyau cible correspondant). On ne peut donc pas exciter un noyau pair-pair sous le seuil de fission à l'aide de la réaction de capture d'un neutron. Par contre, les réactions à deux corps peuvent être envisagées (cf. l'exemple de la section efficace de fission du noyau ^{240}Pu dont la résonance à 5 MeV d'énergie d'excitation, située sous le seuil, a été observée avec la réaction ^{239}Pu(d,pf) - cf. fig. I.12).

Nous sommes donc dans une situation où il s'agît d'une part de tester une interprétation qui a besoin d'une nouvelle confrontation à l'expérience (existence d'un troisième puits dans les barrières de fission des noyaux ^{231,233}Th) et d'autre part de mettre au point une méthode de mesure qui pourrait servir à explorer d'autres noyaux (fission induite par réaction à deux corps).

Il ne nous reste plus maintenant qu'à examiner les possibilités de réalisation des expériences en nous limitant, pour commencer, au cas des deux noyaux ^{231}Th et ^{233}Th. Le présent chapitre est consacré à cet examen.

Dans une première partie (§ II.1) nous abordons la question du choix des conditions expérimentales générales qui doivent permettre d'effectuer l'étude envisagée (choix de l'accélérateur, réactions susceptibles d'être employées). Nous verrons que des impératifs liés à la résolution en énergie nous amèneront

à porter notre choix vers un accélérateur de type Tandem Van de Graaff et que, dans ces conditions, la réaction (d,pf) est la mieux appropriée pour notre étude.

La seconde partie (§ II.2) est consacrée à une étude de la réaction (d,p) en vue de déterminer les conditions cinématiques pour lesquelles cette réaction peut alimenter des états de spin "élevés" dans les noyaux ^{231,233}Th. Nous montrerons l'intérêt de produire cette réaction à une énergie incidente proche de la barrière coulombienne et en détectant les protons émis vers l'arrière.

Nous terminerons ce chapitre (§ II.3) en présentant brièvement le résultat du calcul de la section efficace de la réaction ^{230}Th(d,pf), calcul pour lequel on a utilisé certaines valeurs de paramètres déduites de l'analyse de la section efficace de la réaction ^{230}Th(n,f). Ce résultat donnera donc une indication quant au résultat expérimental attendu.

II.1. CHOIX DES CONDITIONS EXPERIMENTALES

II.1.1. Rappel sur la réaction (n,f). Mécanisme en deux étapes

Dans le cas de la réaction (n,f) l'énergie des neutrons incidents détermine complètement l'énergie d'excitation du noyau de recul. Cette énergie d'excitation est donnée par :

$$E^* = T_n\left(1 - \frac{m_n}{m_R}\right) + B_n \qquad \text{(II.1)}$$

avec : T_n, m_n : énergie cinétique et masse au repos du neutron incident
m_R : masse du noyau de recul (au repos et dans son état fondamental)
B_n : énergie de liaison du neutron dans le noyau de recul.

Pour les noyaux ^{231,233}Th, l'énergie B_n est de l'ordre de 5 MeV (B_n = 5,129 MeV pour ^{231}Th ; B_n = 4, 786 MeV pour ^{233}Th). L'énergie d'excitation relative au troisième puits étant d'environ 6 MeV, les neutrons incidents correspondant possèdent donc une énergie cinétique de l'ordre du MeV. La réaction (n,f) est alors une réaction se produisant en *deux étapes :*

$$n + {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A+1}_{Z}X^* \rightarrow \text{fragments de fission}$$

La capture du neutron (1ère étape) est caractérisée par un temps de réaction de

l'ordre de 10^{-22} s et donne lieu à la formation d'un noyau composé $^{A+1}_{Z}X^{*}$. Ce dernier possède une durée de vie : $\tau \simeq 10^{-16\pm3}$ s qui est longue par rapport à la durée du processus qui a conduit à sa formation. La fission de ce noyau (2ème étape) n'est donc pas conditionnée par le mécansime de la réaction de capture du neutron incident. Plus exactement, les seules contraintes auxquelles est soumise la désexcitation du noyau composé $^{A+1}_{Z}X^{*}$ résultent des lois de conservation (énergie, quantité de mouvement, moment angulaire,...). La relation biunivoque entre l'énergie incidente des neutrons et l'énergie d'excitation du noyau fissionnant entraîne le principe de toute expérience "(n,f)" : il consiste à détecter les fragments provenant de la fission du noyau $^{A+1}_{Z}X^{*}$ et à effectuer une mesure de l'énergie du neutron qui a induit cette fission. Ce type d'expérience peut être réalisé au moyen d'un faisceau pulsé d'électrons frappant une cible épaisse d'un élément lourd. On réalise ainsi une source pulsée de neutrons possédant un spectre continu en énergie ("cible-source"). On place, à une certaine distance de cette "cible-source" une cible mince contenant l'actinide étudié et susceptible de recevoir des neutrons émis depuis la cible-source. L'énergie de ces neutrons est déterminée indirectement par une mesure de temps de vol entre la détection de la "bouffée" de rayonnement γ-due au rayonnement de freinage des électrons arrivant dans la "cible-source"- et la détection des fragments de fissions émis depuis la cible mince.

La production d'impulsions brèves ($\simeq$ 5 ns) suffisamment séparées ($\simeq$ 1ms) et l'utilisation de bases de temps de vol longues (50 à 100 m) permettent d'obtenir une excellente résolution en énergie [B1 82].

II.1.2. Principe d'une expérience de fission induite par une réaction à deux corps.

Considérons une réaction à deux corps suivi de la fission du noyau de recul

$$N_i + N_c \rightarrow N_e + N_R^{*} \longrightarrow \text{Fragments de fission}$$

(Notation : i = incident, c = cible, e = éjectile, R = Recul)

L'énergie d'excitation E^{*} ; du noyau de recul dépend de plusieurs paramètres et peut s'exprimer sous la forme :

$$E^{*} = E^{*}(T_i, T_e, \theta_e, Q_o) \qquad \text{(II.2)}$$

avec : $Q_o = m_i + m_c - m_e - m_R$

T_i, T_e : énergies cinétiques respectives de l'ion incident et de l'éjectile

θ_e : angle d'émission de l'éjectile

Notre but est de réaliser une expérience où l'on observe, dans la section efficace de fission du noyau de recul en fonction de E^*, des résonances fines correspondant à des spins différents. Le principe d'une telle expérience consiste donc à effectuer les trois opérations suivantes :

(1) détecter la coïncidence entre l'éjectile et les fragments de fission.

(2) mesurer indirectement l'énergie d'excitation E^* du noyau de recul fissionnant par l'intermédiaire de la mesure de l'énergie de l'éjectile. D'après (II.2), on se place donc à des valeurs de T_i et θ_e fixées.

(3) mesurer les directions d'émission des fragments de fission pour déterminer leurs distributions angulaires et par suite attribuer des spins aux résonances attendues.

Ce principe d'expérience est schématisé sur la figure (II.1).

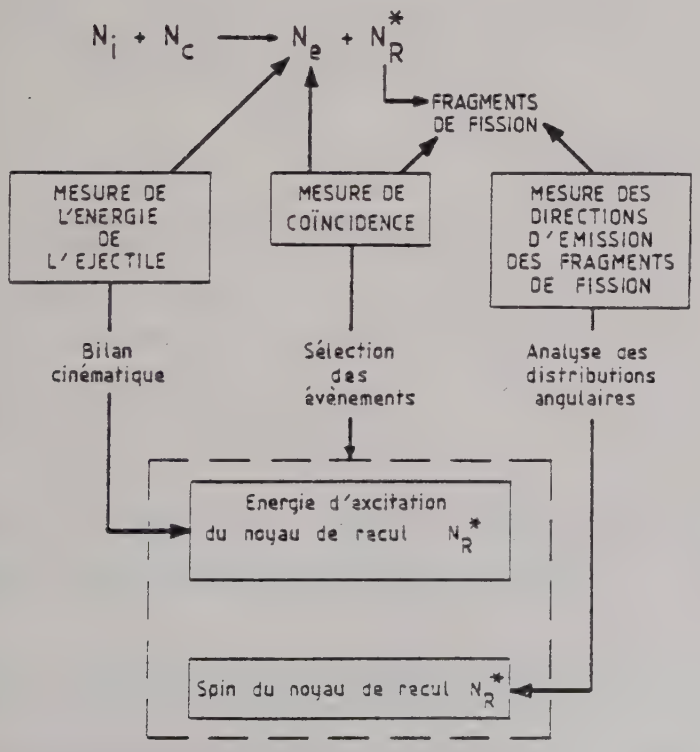


Fig. II.1. Schéma de principe d'une expérience de fission induite par réaction à deux corps.

II.1.3. Choix de l'accélérateur et du spectromètre

D'après les résultats obtenus en réaction (n,f), on sait que les résonances que nous voulons observer possèdent des largeurs de l'ordre de 6 à 7 keV (cf. fig. I.22 et I.24).

Cette valeur limite assez strictement les possibilités en ce qui concerne le choix de l'ensemble expérimental auprès duquel nous pouvons réaliser les mesures.

Cet ensemble expérimental doit comprendre un accélérateur qui soit capable de délivrer un faisceau possédant une très bonne résolution en énergie (au moins égale à 7 keV) et un spectromètre magnétique pouvant mesurer l'énergie de l'éjectile avec une résolution comparable, sinon meilleure. Ce spectromètre doit posséder, si possible, une grande acceptance angulaire car les structures à explorer sont situées sous le seuil de fission dans une région où les taux de comptage peuvent être par conséquent très faibles.

Pour ces raisons, il nous semble que l'ensemble expérimental le mieux approprié à notre étude est un ensemble du type : Tandem Van de Graaff - spectromètre QD3. Cet ensemble doit être utilisé dans ses conditions optimales de fonctionnement.

Nous avons donc réalisé nos expériences au laboratoire DPh.N/BE de Saclay où se trouve un accélérateur Tandem équipé d'un spectromètre QD3. Nous reviendrons ultérieurement en détail sur les caractéristiques de ces appareils.

II.1.4. Choix de la réaction (d,pf)

En se situant dans le prolongement des expériences sur les réactions ^{230}Th(n,f) et ^{232}Th(n,f), on est naturellement conduit à envisager la réaction (d,pf) : cette dernière débute par une réaction de transfert d'un neutron et présente donc une grande analogie avec la réaction (n,f) ; d'autre part le deuton constitue le projectile le plus simple pour apporter un neutron au noyau-cible.

Il faut néanmoins envisager les autres possibilités. Pour étudier la fission, on emploie en général des ions légers. Outre la réaction (d,pf), citons notamment les réactions (t,pf), (^{3}He,df), (^{3}He,αf), (α,α'f) etc...

Pour des ions plus lourds, la barrière coulombienne dans la voie d'entrée dépasse l'énergie maximale délivrée par l'accélérateur Tandem-Van de Graaff de Saclay.

Dans notre cas précis, où il s'agit de produire les noyaux $^{231,233}Th$, le nombre de possibilités est finalement restreint : les réactions (^{3}He,df), (t,αf), (α,α'f), (p,p'f), (d,d'f) sont inutilisables car elles nécessitent toutes des noyaux-cibles instables ($^{230,232}Ac$, $^{232,234}Pa$, $^{231,233}Th$). Pour la même raison, les réactions (t,pf) et (^{3}He,αf) ne peuvent être envisagées que pour l'étude du noyau ^{231}Th. La réaction ^{229}Th(t,pf) qui est possible pose cependant des problèmes délicats (fabrication ^{229}Th et activité du tritium). Il reste finalement les trois réactions indiquées dans le tableau (II.1) où l'on a porté également les valeurs de la barrière coulombienne estimée dans la voie d'entrée et de l'énergie maximale délivrée par l'accélérateur.

Tableau II-1

Réaction	Barrière coulombienne(*) dans la voie d'entrée (MeV)	Energie incidente maximale fournie par l'accélérateur (MeV)
$^{230}Th(d,pf)^{231}Th$	13,6	17
$^{232}Th(d,pf)^{233}Th$	13,8	17
$^{232}Th(^{3}He,\alpha f)^{231}Th$	28	27

(*) $B_{coul} = 1,2 \frac{Z_i Z_c}{(A_i^{1/3}+A_c^{1/3})}$

On note que pour la réaction $^{232}Th(^{3}He,\alpha f)^{231}Th$, l'énergie incidente est, au mieux, située à 1 MeV sous la barrière coulombienne. Finalement, la seule réaction qui permet d'étudier les deux noyaux $^{231,233}Th$ avec la possibilité d'une certaine marge en ce qui concerne le choix de l'énergie incidente est la réaction (d,pf). Nous avons donc opté pour cette réaction (par la suite nous avons entrepris des essais avec un faisceau d'ions ^{3}He, essais sur lesquels nous reviendrons ultérieurement).

II.2. CONDITIONS CINEMATIQUES POUR LA REACTION (d,p)

Il s'agit maintenant de déterminer dans quelles conditions cinématiques

il faut produire la réaction (d,p) qui va induire la fission du noyau de recul. Nous procèderons de la façon suivante :

. Recherche d'une région en énergie incidente (dans la gamme des énergies de tandem) et en angle de détection des protons pour laquelle le transfert de moment angulaire est suffisant pour permettre de peupler les états souhaités dans le noyau de recul.

. Recherche, dans cette région cinématique, de conditions plus précises pouvant présenter éventuellement un intérêt particulier.

. Contrôle de la possibilité de réaliser concrêtement ces conditions et choix définitif de ces dernières.

II.2.1. Transfert de moment angulaire. Prédictions de l'approximation de Born en ondes distordues.

Les réactions ^{230}Th(d,p) et ^{232}Th(d,p) constituent des exemples typiques de réaction de transfert d'un nucléon sur un noyau lourd et pour lesquelles le projectile et l'éjectile sont des ions légers. Ces réactions sont des réactions périphériques quasi-élastiques. De plus, aux énergies de tandem, les trajectoires sont principalement gouvernées par le champ coulombien. Pour ce type de réactions, le formalisme de l'approximation de Born en ondes distordues (DWBA) est bien adapté pour l'analyse des résultats expérimentaux.

Sur la figure II.2 sont portées les sections efficaces différentielles partielles $[d\sigma^{J\pi}/d\Omega](\theta)$, calculées selon la méthode DWBA, pour la réaction ^{232}Th(d,p). Ce calcul a été effectué en utilisant le code DWUCK [Ro 68](*). Les trois énergies incidentes considérées correspondent respectivement à des régions situées : un peu en-dessous de la barrière coulombienne (fig.II.2.a, 11 MeV) ; un peu au-dessus de la barrière coulombienne (fig.II.2 b, 13 MeV) et nettement au-dessus de la barrière coulombienne (fig.II.2.c, 20 MeV).

L'allure générale de ces sections efficaces peut être expliquée qualitativement à l'aide d'une image semi-classique :

Aux énergies sub-coulombiennes, la réaction (d,p) se produit assez facilement à cause de la dissociation du deuton dans le champ coulombien du noyau-cible. Ce phénomène est dû à la faible énergie de liaison du deuton ($B_d \simeq 2,3$ MeV). Au sein du deuton incident, le proton est le seul nucléon freiné par la répulsion coulombienne. Si ce freinage est suffisant, la séparation du deuton peut

(*) Pour une description plus détaillée de ce calcul, voir plus loin (Ch. V).

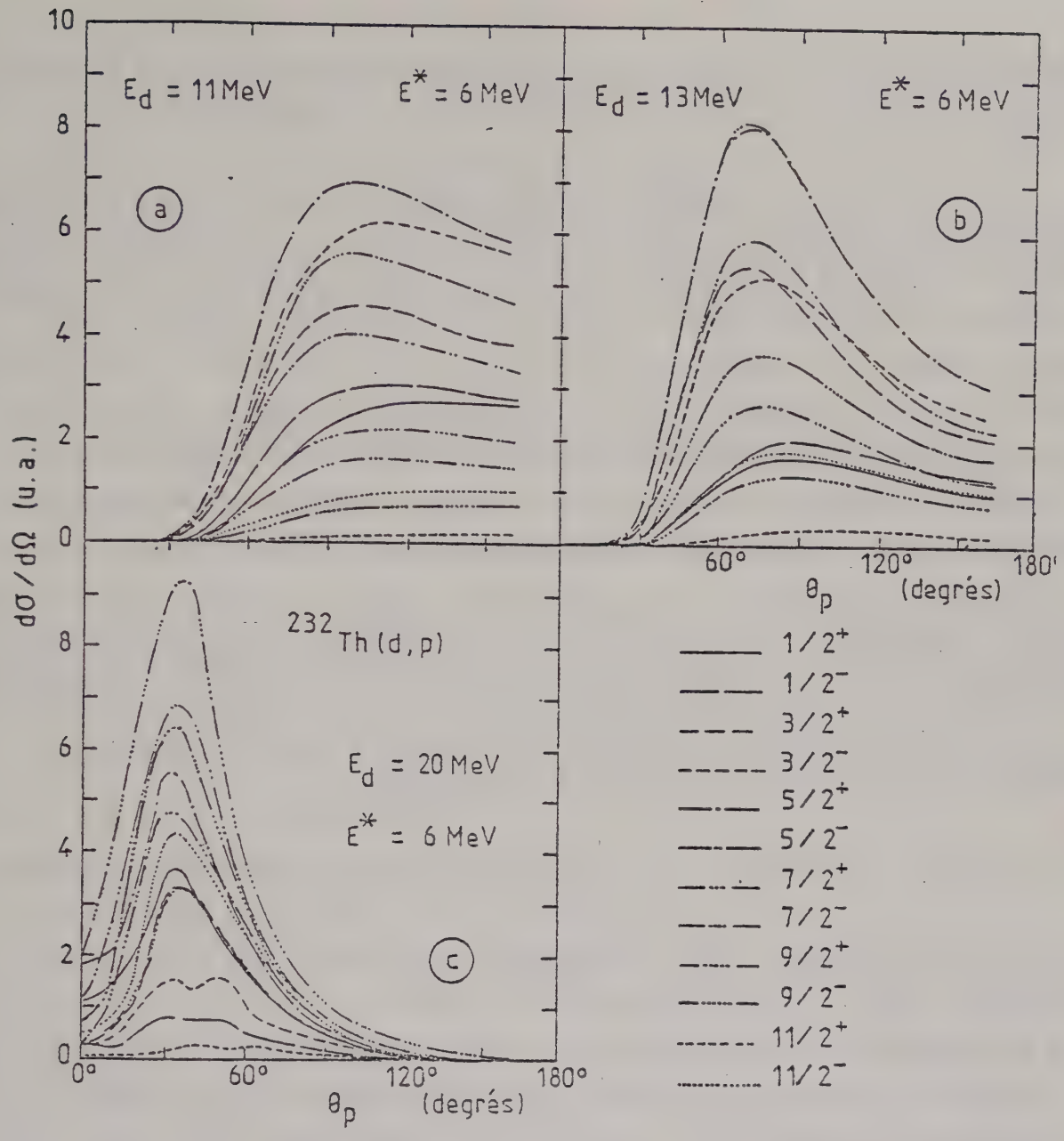


Fig. II.2. Sections efficaces différentielles calculées en DWBA pour la réaction $^{232}Th(d,p)$

a) et b) : énergie incidente proche de la barrière coulombienne
c) : énergie incidente assez nettement supérieure à la barrière coulombienne.

se produire et le neutron peut alors gagner la surface du noyau-cible tandis que le proton est repoussé. Ce processus exige toutefois une énergie incidente qui ne soit pas trop inférieure à la barrière coulombienne et un paramètre d'impact qui ne soit pas trop grand sinon il se produit une diffusion (d,d') ou une réaction (d,pn). On voit ainsi que la réaction (d,p) se produira avec une émission du proton de préférence vers l'arrière (fig. II.2 a et II.2 b). On peut considérer d'autre part que les trajectoires du deuton et du proton sont des trajectoires

coulombiennes et que la réaction (d,p) se produit exclusivement à la surface du noyau cible.

Lorsque l'énergie incidente devient supérieure à la barrière coulombienne, les réactions de surface peuvent encore se produire mais elles correspondent alors à des paramètres d'impact plus grands et, par conséquent, à des émissions de protons dirigées plus vers l'avant. Pour les petits paramètres d'impact, le deuton pénètre à l'intérieur du noyau cible et peut donner lieu à une réaction (d,p) au cours de laquelle intervient le potentiel nucléaire du noyau cible. Les trajectoires ne sont donc plus gouvernées par le seul champ coulombien. Il peut en particulier se produire des effets de "focalisation" vers l'avant, responsables de l'émission de protons à zéro degré (fig. II.2.c).

En ce qui concerne le transfert de moment angulaire, on peut vérifier la sélectivité de ce dernier en fonction de l'énergie incidente et de l'angle d'émission du proton. L'examen de la figure (II.2) nous permet de faire les constatations suivantes (précisons qu'en ce qui concerne la réaction ^{230}Th(d,p), la situation est tout-à-fait similaire) :

(1) La réaction peuple des états dont les spins sont compris entre les valeurs : J = 1/2 et 11/2. On peut donc alimenter avec cette réaction, des états de spins J = 9/2 et J = 11/2, c'est-à-dire supérieurs à la limite : J = 7/2, atteinte avec la réaction de capture d'un neutron.

(2) Le maximum de section efficace, pour les états J = 9/2 et J = 11/2, est atteint pour des énergies situées nettement au-dessus de la barrière coulombienne (fig. II.2.c). Il faut alors détecter les protons émis vers l'avant, dans une plage angulaire d'ailleurs assez réduite car la section efficace différentielle est relativement bien "piquée" autour de sa valeur maximale.

(3) Pour une énergie incidente située au voisinage de la barrière coulombienne, la réaction peuple les états : $J^{\pi} = 9/2^{+}$, $9/2^{-}$ et $11/2^{-}$, et plus faiblement l'état : $J^{\pi} = 11/2^{+}$. Dans ce cas, on peut détecter les protons dans une plage angulaire assez étendue car la section efficace, dont le maximum est assez peu marqué, ne s'annule pas à l'arrière. Pour l'état $J^{\pi} = 9/2^{+}$, on observe une diminution d'environ un facteur 2 entre le maximum (situé vers 70°) et la valeur correspondant à 160° (fig. II.2 b). Pour les autres niveaux ($9/2^{-}$, $11/2^{-}$, $11/2^{+}$), la diminution est moins importante.

(4) Pour une énergie incidente sub-coulombienne de 11 MeV (fig. II.2 a), les

sections efficaces relatives aux états J = 9/2 et J = 11/2 sont plus faibles que celles correspondant au cas précédent (E_d= 13 MeV) sauf dans la région : θ_p >120° où l'on a sensiblement égalité.

(5) Dans la gamme : 11 MeV < E_d< 20 MeV ; 0° < θ_p< 160° le rapport des sections efficaces pour un même état (J = 9/2 ou J = 11/2) entre le cas le plus favorable (E_d = 20 MeV, θ_p= 40°) et le cas le plus défavorable (E_d= 11 MeV, θ_p= 160°), est de l'ordre de 3 à 5.

II.2.2. Intérêt de la détection des protons émis vers l'arrière

Du point de vue section efficace, il semble donc plus avantageux de se placer à une énergie incidente assez nettement supérieure à la barrière coulombienne et à des angles "avant". Toutefois, nous allons voir qu'il est plus intéressant d'utiliser une énergie proche de la barrière coulombienne et d'avoir par conséquent la possibilité de détecter les protons émis vers l'arrière. Dans ce cas, les distributions angulaires des fragments de fission présentent en effet certaines propriétés d'isotropie qui simplifient le problème de la mesure et de l'analyse de ces distributions.

a) Orientation du moment angulaire transféré

Considérons d'abord le cas de la détection des protons émis vers l'arrière. Il faut donc se placer à une énergie incidente proche de la barrière coulombienne (cf. Fig. II.2). La réaction (d,p) est alors exclusivement une réaction de surface avec trajectoires coulombiennes. Des calculs de ces trajectoires [St 65] montrent que le deuton ne peut atteindre la surface du noyau-cible que dans une certaine région (fig. II.3, région A) et que le proton ne peut provenir que d'une autre région, B, cette dernière étant différente selon la direction d'émission du proton. La réaction (d,p) ne peut avoir lieu que dans la région C, intersection de A et B (fig. II.3) [Wo 68]. L'émission des protons vers l'arrière entraine que les régions A et B se recouvrent presque complètement. A la limite où θ_p= 180°, elles sont concentriques. En faisant abstraction du spin du neutron, on peut définir le moment orbital transféré (m.o.t.) comme le moment orbital de ce neutron par rapport au noyau-cible. On voit alors que le m.o.t. est situé dans un plan perpendiculaire à la direction de recul, cette dernière étant confondue avec la direction incidente. Toutes les orientations du m.o.t. dans ce plan sont équiprobables et il existe alors une très grande analogie entre la réaction (d,p) et une réaction de capture d'un neutron, qui aurait lieu selon la direction de recul. Il en résulte notamment que la réaction (n,f) et la réaction (d,pf)

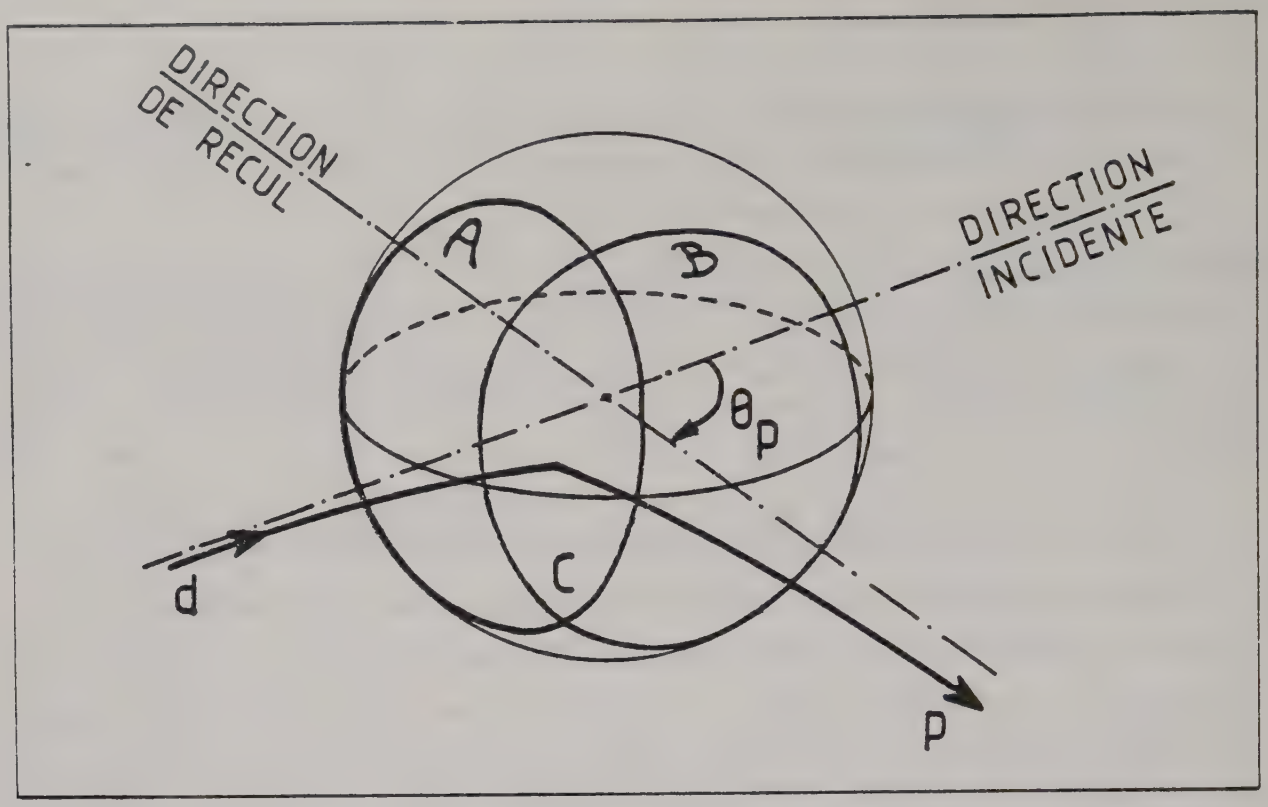


Fig. II.3. Réaction (d,p) de surface. Les deutons ne peuvent atteindre que la région A (calotte sphérique) tandis que les protons ne peuvent provenir que de B. La réaction (d,p) se produit uniquement dans la région C. (La figure correspond au centre de masse total du système).

conduisent à des distributions angulaires identiques pour les fragments de fission et que ces distributions possèdent une isotropie azimutale par rapport à la direction de recul.

Considérons maintenant la détection des protons émis vers l'avant. Cela implique une énergie incidente supérieure à la barrière coulombienne. Il y a alors deux types de réactions (d,p) : celles qui se déroulent en surface et celles qui sont plus "internes". Les premières correspondent à une région C qui se limite à une petite région équatorialle ; le m.o.t. associé à ces réactions est donc perpendiculaire au plan de réaction (plan contenant les quantités de mouvements du deuton et du proton). Les secondes sont responsables de propriétés plus complexes de la polarisation du m.o.t.. Finalement, dans ce cas, le transfert de moment angulaire s'effectue de manière moins simple que dans le cas correspondant à la détection des protons vers l'arrière. En particulier, il en résulte que les distributions angulaires des fragments de fission ne présentent plus d'isotropie azimutale par rapport à la direction de recul.

La région angulaire (angle d'émission du proton) pour laquelle le comportement du m.o.t. au cours de la réaction (d,p) est identique à celui correspon-

dant à une réaction de capture d'un neutron selon la direction de recul, a été estimée à partir de mesures et de calculs de corrélations angulaires (protons-fragments de fission) dans des réactions (d,pf) sur plusieurs actinides [Br 65], [Br 68], [Wo 68] : lorsque l'angle d'émission du proton est inférieur à une limite située vers 120°, il faut avoir recours à la DWBA pour décrire correctement les distributions angulaires mesurées tandis que la PWBA suffit à rendre compte des résultats lorsque θ_p est supérieur à 120° (les prédictions des calculs en ondes distrodues et en ondes planes coïncident alors dans cette dernière région). Ceci semble indiquer que la réaction de surface est bien le seul processus qui intervient pour les angles "arrière" [Wo 68] et on peut conclure que l'hypothèse de l'isotropie azimutale de la distribution angulaire des fragments de fission par rapport à la direction de recul peut être considérée comme valable dans la région angulaire : $\theta_p > 120°$.

b) Conséquence sur la mesure des distributions angulaires des fragments de fission.

L'isotropie azimutale des distributions angulaires des fragments par rapport à la direction de recul présente, du point de vue expérimental, une conséquence intéressante que nous allons maintenant examiner.

Pour une valeur donnée de l'angle de détection des protons, la direction de recul dans le laboratoire varie en fonction de l'énergie d'excitation du noyau de recul. Cependant, pour une réaction (d,p) (projectile et éjectile légers) sur un noyau lourd, cette variation est très faible (elle est d'ailleurs d'autant plus faible que l'angle θ_p est plus grand). Dans le cas de la réaction ^{232}Th(d,p), pour E_d = 13 MeV et θ_p = 130° et dans la plage : $6,28 < E^* < 6,65$ MeV (plage qui englobe les deux résonances de la figure I.24), l'angle de recul dans le laboratoire varie seulement de 0,2 degré.

D'autre part, la vitesse de recul est très faible devant celle des fragments de fission (on a environ : $v_{recul}/v_{fragment} \simeq 5.10^{-2}$). Les directions d'émission des fragments dans le laboratoire sont donc quasiment les mêmes que dans le centre de masse du noyau de recul où ces fragments sont émis dans des directions opposées. Il résulte de cette cinématique la conséquence suivante : pour une direction d'émission d'un fragment dans le C.M. du noyau de recul, il correspond une seule direction dans le laboratoire, indépendante de la vitesse du fragment (donc de sa masse et de son énergie).

Finalement, du point de vue expérimental, on peut conclure :

pour des conditions cinématiques fixées, dans la région : $E_d \simeq B_{coul}$ et $\theta_p > 120°$, les distributions angulaires des fragments de fission possèdent une isotropie azimutale par rapport à une direction fixe dans le laboratoire.

Il suffit d'autre part de mesurer l'angle d'émission d'un seul fragment par fission pour déterminer les distributions angulaires. Une mesure de la masse et de l'énergie de ce fragment n'est pas nécessaire (bien entendu, une telle mesure de la masse et de l'énergie peut être envisagée pour obtenir des renseignements sur autre chose que la distribution angulaire).

c) Conclusion

L'utilisation d'une énergie incidente proche de la barrière coulombienne et d'un angle de détection des protons supérieur à 120° présente donc l'avantage d'une plus grande simplicité en ce qui concerne la mesure et l'analyse des distributions angulaires des fragments de fission. Ces conditions cinématiques présentent, de plus, un deuxième avantage : le fait que l'énergie incidente soit proche de la barrière coulombienne entraine que la réaction (d,pf) se déroule en deux étapes de la même manière que la réaction (n,f) (cf.§ II.1.1). Il en résulte notamment que l'analyse des sections efficaces des réactions ^{230,232}Th(d,pf) peut s'effectuer selon la même méthode que celle déjà utilisée pour analyser les sections efficaces des réactions ^{230,232}Th(n,f) [B1 82] (cette méthode sera exposée ultérieurement - Chapitre V).

En raison de ces avantages que présentent le choix des conditions cinématiques : $E_d \simeq B_{coul}$, $\theta_p > 120°$, et étant donné que notre but est avant tout de mettre en évidence des structures relatives au troisième puits, il nous semble logique, pour une première tentative, de se placer dans ces conditions cinématiques malgré le manque à gagner qui en résulte au niveau de la section efficace.

En résumé nous cherchons donc à nous placer dans les conditions :

. Energie incidente au voisinage de la barrière coulombienne.

. Angle de détection des protons supérieur à 120°.

II.2.3. Contraintes expérimentales. Choix définitif des conditions cinématiques.

Il reste à examiner les possibilités de réalisation concrête des expériences pour les conditions cinématiques ci-dessus mentionnées.

Une première contrainte provient des détecteurs des fragments de fission (deux détecteurs). Nous verrons ultérieurement (chapitre III) que ces deux détecteurs sont construits en fonction de la direction de recul dans le laboratoire (rappelons que cette dernière est fixe). Il en résulte notamment que les informations fournies par ces détecteurs ne sont "valables" que pour une seule valeur de l'angle de détection du proton. Il s'agît donc de choisir cet angle à l'avance.

Cet angle doit être supérieur à 120° pour les raisons évoquées précédemment et, de plus, il doit être inférieur à 140°, angle maximal d'utilisation du spectromètre QD3 (*). On dispose donc d'une plage angulaire de 20 degrés : $120° \leq \theta_p \leq 140°$. (deuxième contrainte).

Ensuite (troisième contrainte), la présence de réactions parasites interdit l'utilisation de certaines valeurs de l'énergie incidente et de l'angle de détection du proton. Les cibles que nous utilisons contiennent du carbone et de l'oxygène susceptibles de produire ces réactions parasites. Nous avons porté, sur la figure (II.4), les résultats de l'étude cinématique habituelle pour la région qui nous concerne. On constate qu'il n'y a pas de problème pour le thorium 230. Par contre toutes les valeurs en énergie ou en angle ne sont pas utilisables pour le thorium 232.

Une quatrième contrainte est liée au choix de l'énergie incidente et aux coïncidences fortuites (dans la coïncidence proton-fission - cf. II.1.2). Dans les conditions cinématiques : $E_d \simeq B_{coul}$ et $\theta_p > 120°$, et pour les réactions $^{230,232}Th(d,p)$, on a, avec une bonne approximation (pour θ_p fixé) :

$$E_d = E_p + E^* - Q_o \qquad (II.3)$$

Dans le cas des deux réactions étudiées les ordres de grandeur sont :

$Q_o \simeq 3$ MeV (Q_o = 2,896 MeV pour $^{230}Th(d,p)$; Q_o = 2,562 MeV pour $^{232}Th(d,p)$)

$E^*_{III} \simeq 6$ MeV (énergie d'excitation correspondant au 3ème puits)

(*) La plage angulaire d'utilisation du spectromètre QD3 est : $-10° < \theta_p < 152°$. Cependant, au delà de 140°, le champ de fuite du quadrupole d'entrée (ce dernier se trouve alors près de la ligne de faisceau) perturbe légèrement le faisceau. Cette perturbation est tolérable en ions lourds, mais pas dans notre cas (deutons) d'autant plus que nous demandons le maximum de performance de l'accélérateur (résolution en énergie ≃ 6 à 7 keV).

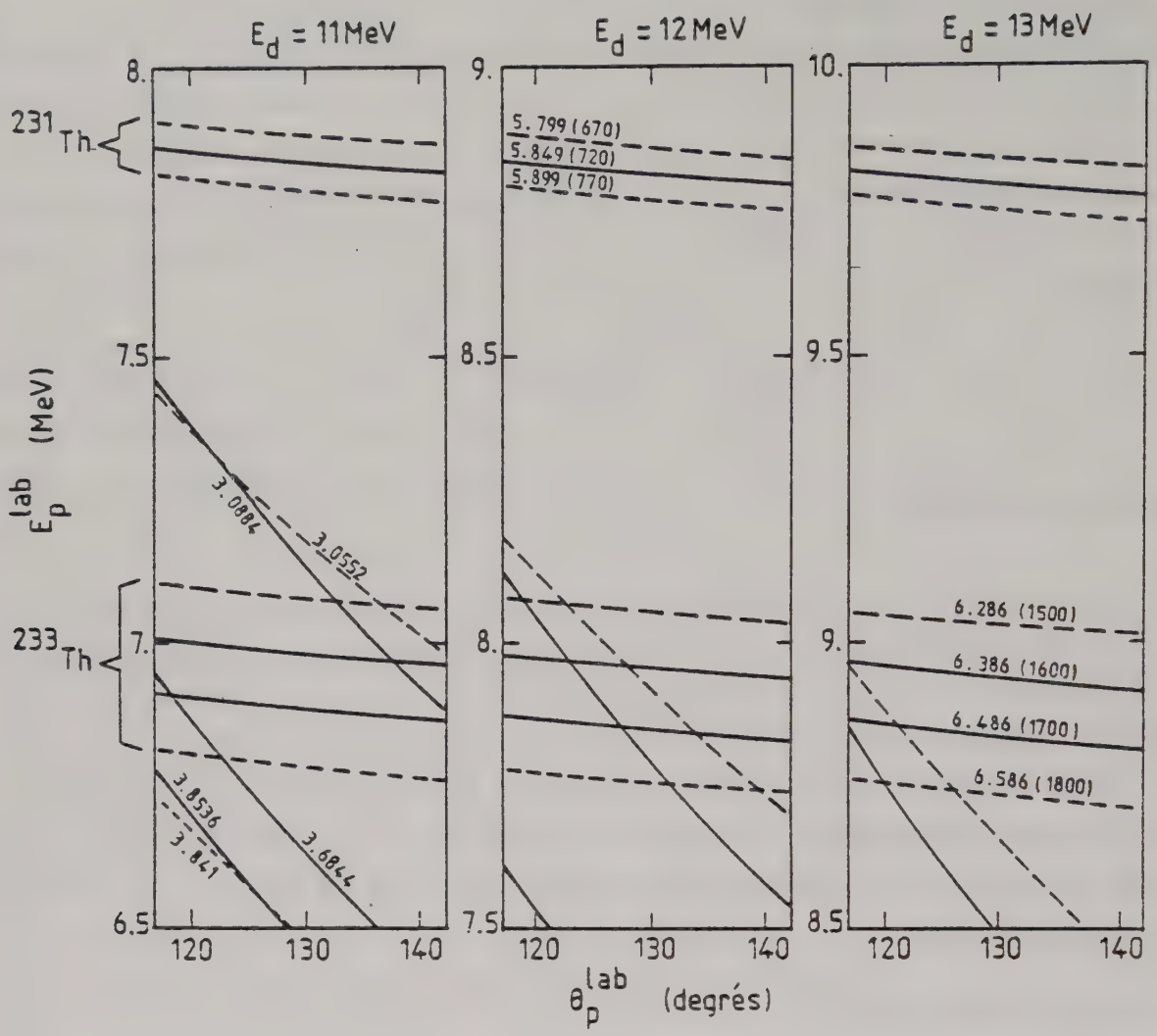


Fig. II.4. Etude cinématique pour repérer les réactions parasites.

- *Pour les thorium, on a porté les valeurs correspondant aux résonances étudiées (traits pleins) et des valeurs correspondant à une région qui englobe ces résonances (tirets). Les énergies d'excitation sont en MeV, les valeurs correspondantes en énergies neutrons sont indiquées entre parenthèses et en keV (voir figs. I.22 et I.24).*
- *Les niveaux du noyau ^{13}C sont en trait plein, ceux du noyau ^{17}O en tirets. Les énergies sont en MeV.*

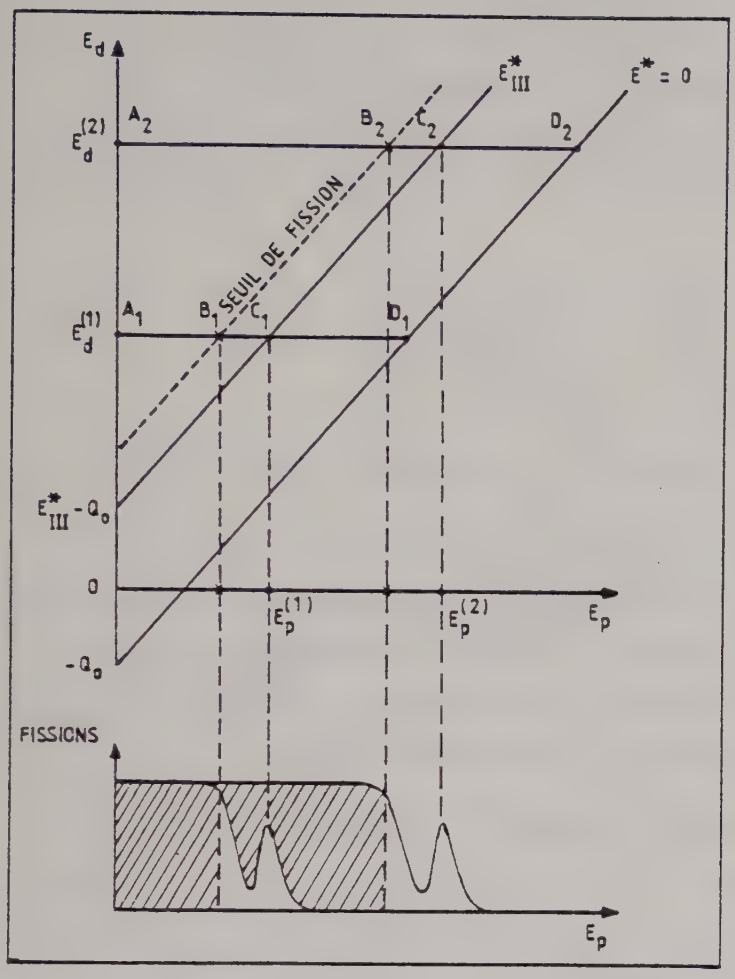


Fig. II.5 : Schéma de principe de l'augmentation du nombre de coïncidences fortuites en fonction de l'énergie incidente.

On a porté sur la figure II.5 une représentation schématique du diagramme ($E_p \times E_d$) (applicable aux deux réactions étudiées). On voit que pour une énergie incidente donnée : $E_d^{(i)}$, les énergies possibles pour les protons correspondent au segment de droite $A_i D_i$. Le segment $A_i B_i$ correspond aux énergies d'excitations situées au-dessus du seuil de fission. Si $E_d^{(1)} < E_d^{(2)}$, on a $A_1 B_1 < A_2 B_2$ et on voit qu'on produit de plus en plus de fissions au-dessus du seuil lorsqu'on augmente l'énergie incidente. Ceci entraine une augmentation du taux de coïncidences fortuites en fonction de l'énergie incidente.

Il y a enfin une cinquième et dernière contrainte qui réside dans le fait que la résolution en énergie dépend de l'énergie incidente. L'énergie des protons émis augmente dans le même sens que l'énergie incidente, pour une même énergie d'excitation (cf. fig. II.5), il en résulte que la résolution absolue sur l'énergie du proton sera d'autant meilleure que l'énergie incidente est plus faible.

On voit que ces différentes contraintes, jointes à la nécessité d'obtenir des taux de comptage suffisants, imposent de réaliser des compromis. Nous avons donc effectué une série d'essais préliminaires (essais de taux de comptage et de résolution en fonction de l'énergie incidente et de l'angle de détection des protons) qui nous ont finalement conduits à choisir les conditions cinématiques suivantes :

$$\begin{cases} \text{réaction } ^{230}\text{Th(d,pf)} : E_d = 12 \text{ MeV} ; \theta_p = 130° \\ \text{réaction } ^{232}\text{Th(d,pf)} : E_d = 13 \text{ MeV} ; \theta_p = 130°. \end{cases}$$

II.3. PREDICTION POUR LA SECTION EFFICACE DE LA REACTION ^{230}Th(d,pf)

Il est intéressant de regarder maintenant ce que donne le calcul de la section efficace de la réaction ^{230}Th(d,pf) pour les valeurs de l'énergie incidente et de l'angle d'émission du proton définies précédemment. La méthode sur laquelle repose ce calcul sera exposée ultérieurement (chapitre V) ; elle est très voisine de celle utilisée dans l'analyse des réactions (n,f).

Pour ce calcul, nous avons utilisé les mêmes valeurs de paramètres de barrières que celles employées par J. Blons ([Bl 82], version "C"). Le résultat est reporté sur la figure (II.6) où l'on a également reporté la section efficace calculée et les points expérimentaux pour la réaction ^{230}Th(n,f). On voit que les deux courbes sont très différentes et l'effet attendu (apparition des résonances relatives aux spins élevés) devrait se voir, déjà qualitativement, au niveau de l'expérience. On peut ajouter la remarque suivante concernant les résonances correspondant aux niveaux $J^\pi = 9/2^+$ et $J^\pi = 11/2^-$: ces résonances, dont la largeur est d'environ 7 keV, sont séparées d'une quinzaine de keV ; de plus elles se détachent relativement bien du reste de la section efficace (la résonance : $J^\pi = 9/2^+$ se trouve à environ 20 keV de la remontée de la courbe due aux spins $7/2^+$ et $7/2^-$). Il est donc possible de les observer y compris si la résolution expérimentale est moins bonne que 7 keV. On peut estimer à environ 10 keV la résolution limite en-deça de laquelle ces deux pics peuvent être identifiables.

Bien entendu, pour éviter de se trouver dans ce "cas limite", nous nous sommes employés à développer un dispositif expérimental de détection dont la résolution soit meilleure que 7 keV. Nous allons maintenant aborder la description de ce dispositif et de sa mise au point.

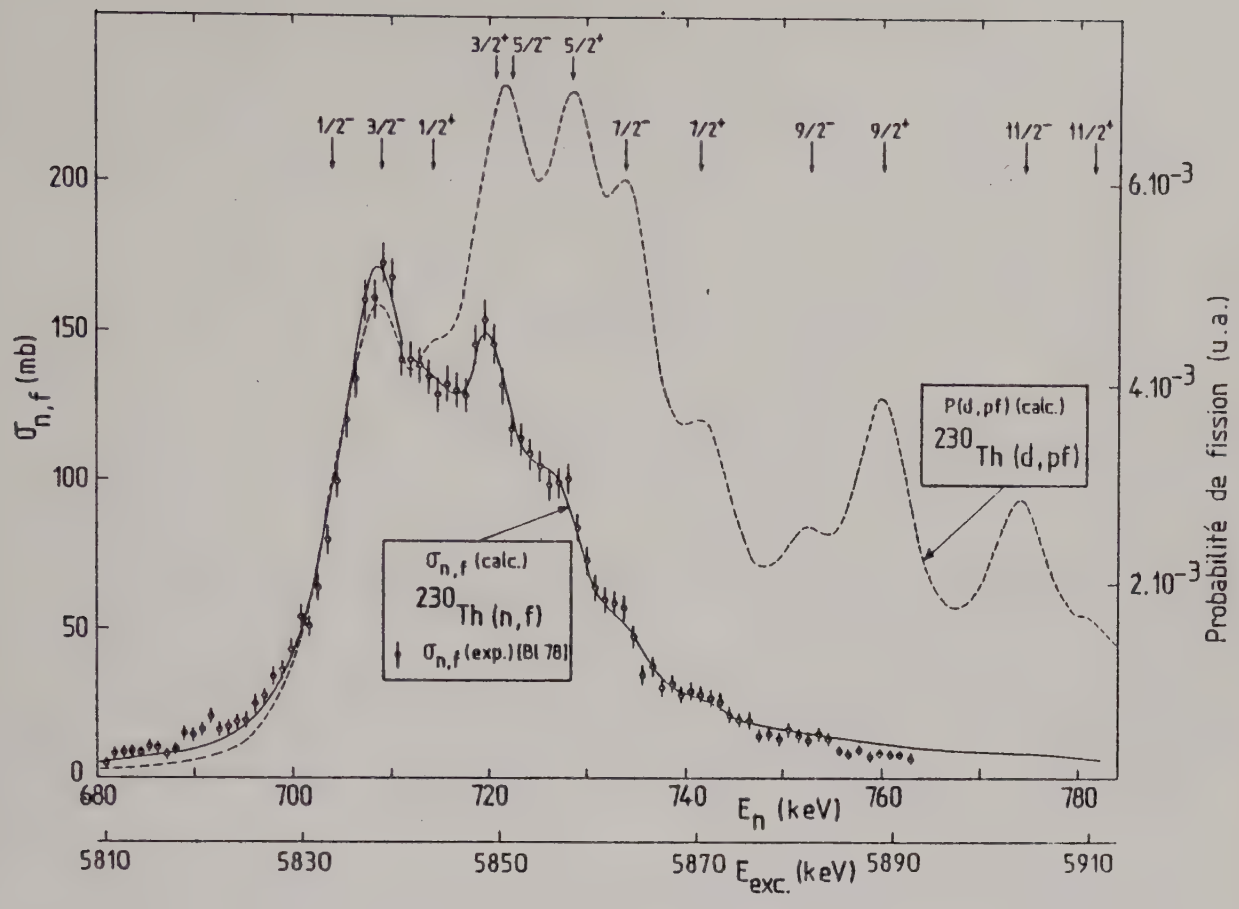


Fig. II.6. Section efficace calculée de la réaction $^{230}Th(d,pf)$ (tirets) comparée à celle de la réaction $^{230}Th(n,f)$ (trait continu et points expérimentaux [Bl 78]).

Notons pour terminer que dans le cas du thorium 232, la limite de 7 keV est impérative étant donné le caractère moins net de la structure fine attendue (cf. fig. I.22 et fig. I.24).

Chapitre III

DISPOSITIF DE MESURES

INTRODUCTION

Les expériences réalisées ont consisté à effectuer les mesures suivantes :

1) Mesure de la variation de la probabilité de fission, dans les réactions ^{230,232}Th(d,pf), en fonction de l'énergie d'excitation du noyau de recul, dans la région où sont attendues les résonances correspondant au troisième puits.

2) Mesure des distributions angulaires des fragments de fission afin d'effectuer les attributions de spin pour ces résonances.

Ces expériences soulèvent une double difficulté qui réside d'une part dans la nécessité d'obtenir une bonne résolution en énergie, et d'autre part, dans la faiblesse des taux de comptage des événements "(d,pf)".

. Du point de vue résolution, nous devons nous fixer pour objectif une valeur inférieure à 7 keV, ordre de grandeur des largeurs des résonances attendues. Dans le cas du thorium 230, nous avons vu précédemment qu'on peut éventuellement tolérer, à l'extrême limite, une valeur de 10 KeV, mais une analyse quantitative risque alors d'être difficile à réaliser. Pour le thorium 232, la limite de 7 keV est impérative.

. En ce qui concerne les taux de comptage, on s'attend à des valeurs très faibles : dans la région cinématique : $E_d \simeq B_{coul}$, $\theta_p > 120°$, les sections efficaces différentielles des réactions ^{230,232}Th(d,pf) sont de l'ordre du millibarn par stéradian par MeV. Compte tenu du contexte expérimental (possibilités en efficacité des détecteurs, coïncidences fortuites etc...) cela conduit à des taux de comptage qui nécessitent des temps d'accumulation d'au moins deux semaines pour obtenir une statistique suffisante.

Il résulte de cette double difficulté : résolution-taux de comptage, une conception particulière du dispositif expérimental dans le sens où ce dernier a été étudié pour fournir à la fois une bonne résolution sur des temps longs et des taux de comptage les plus élevés possibles.

Cette étude qui a nécessité de nombreux essais, a commencé en 1978 et a consisté, dans une première étape, à mettre au point un système de détection pour mesurer la probabilité de fission de la réaction $^{235}U(d,pf)$ vers 6 MeV d'énergie d'excitation. Une mesure de cette probabilité de fission, effectuée auparavant par P. Goldstone et al., et dans laquelle les protons étaient détectés par un système ΔE-E à jonctions, avait donné une résolution de 60 keV [Go 78]. Un premier essai a été effectué auprès de l'accélérateur Tandem Van de Graaff de Saclay et a consisté à réaliser les mesures suivantes [Sa 80] (fig. III.1) :

. mesure de l'énergie des protons à l'aide du spectromètre QD3 et d'un compteur à fil placé sur la focale de ce spectromètre.

. détection des fragments de fission au moyen de deux scintillateurs plastiques placés symétriquement de part et d'autre de la cible parallèlement au faisceau. Les fragments étant émis quasiment selon des directions opposées dans le laboratoire (cf. § II.2.2.b), une coïncidence est établie entre ces deux scintillateurs pour signer les fissions.

. mesure de coïncidence entre la détection des protons et la détection "fissions". A cet effet, sur la voie proton, un scintillateur plastique est placé derrière le compteur (voir plus loin).

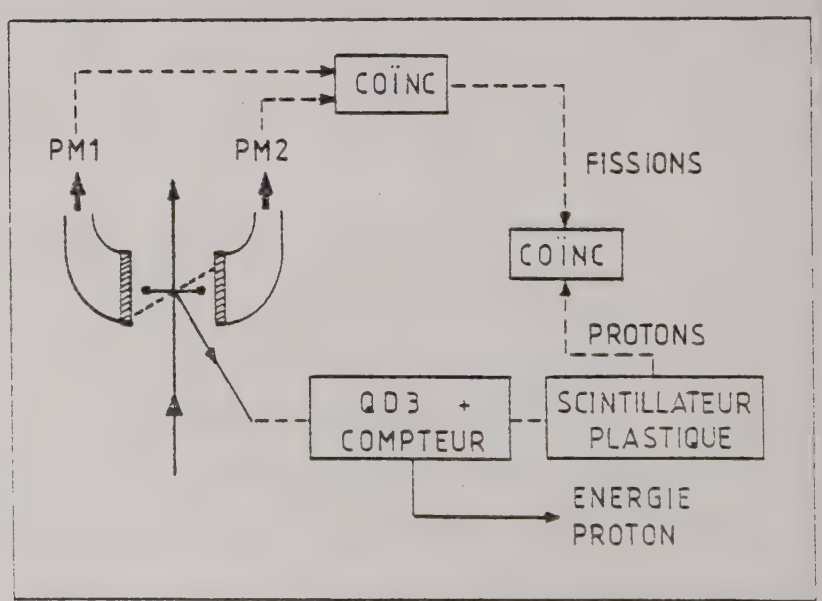


Fig. III.1 - Schéma de principe de l'expérience préliminaire sur l'uranium 235 [Sa 80]

Les résultats de cet essai sont les suivants : nous avons retrouvé l'ensemble des résonances observées par P. Goldstone et al., en obtenant une meilleure résolution (15 keV contre 60 keV). Toutefois, nous n'avons pas observé de structure fine dans ces résonances. Une telle structure est prédite par certains calculs (structure liée à un éventuel troisième puits dans la barrière de fission du noyau ^{236}U, cf. fig. I.3). On en conclut que cette structure, si elle existe, doit être composée de résonances de largeur inférieure à 15 keV.

D'autre part, il a fallu un temps d'accumulation des données d'une semaine, au terme duquel on a constaté une perte d'efficacité des détecteurs de fragments de fission, par suite d'une détérioration due à l'irradiation intense régnant dans la chambre à cibles [Sa 80]. De plus ces détecteurs ne permettaient pas d'effectuer une mesure de distribution angulaire des fragments de fission. Il a donc fallu mettre au point un autre type de détecteurs de fission et améliorer sensiblement la mesure d'énergie et la détection sur la voie "proton" pour gagner à la fois en résolution et en taux de comptage. Le présent chapitre est consacré à la description de ce nouveau dispositif.

Nous commencerons par une présentation du contexte général de l'expérience (§ III.1 : Description d'ensemble du dispositif expérimental, faisceau, cibles).

Nous aborderons ensuite plus en détail la détection des protons et la méthode de mesure de leur énergie ainsi que les moyens mis en oeuvre pour obtenir la meilleure résolution possible (§ III.2).

Viendra ensuite la description des détecteurs de fission et du principe de la mesure des distributions angulaires des fragments (§ III.3).

Ensuite, on traitera du problème de la coïncidence proton-fission et du taux de comptage. On décrira la méthode utilisée pour optimiser ce dernier (§ III.4).

Nous terminerons par une description du dispositif électronique de prise des données et du système d'acquisition (§ III.5).

III.1. CONDITIONS GENERALES

III.1.1. Description d'ensemble du dispositif expérimental

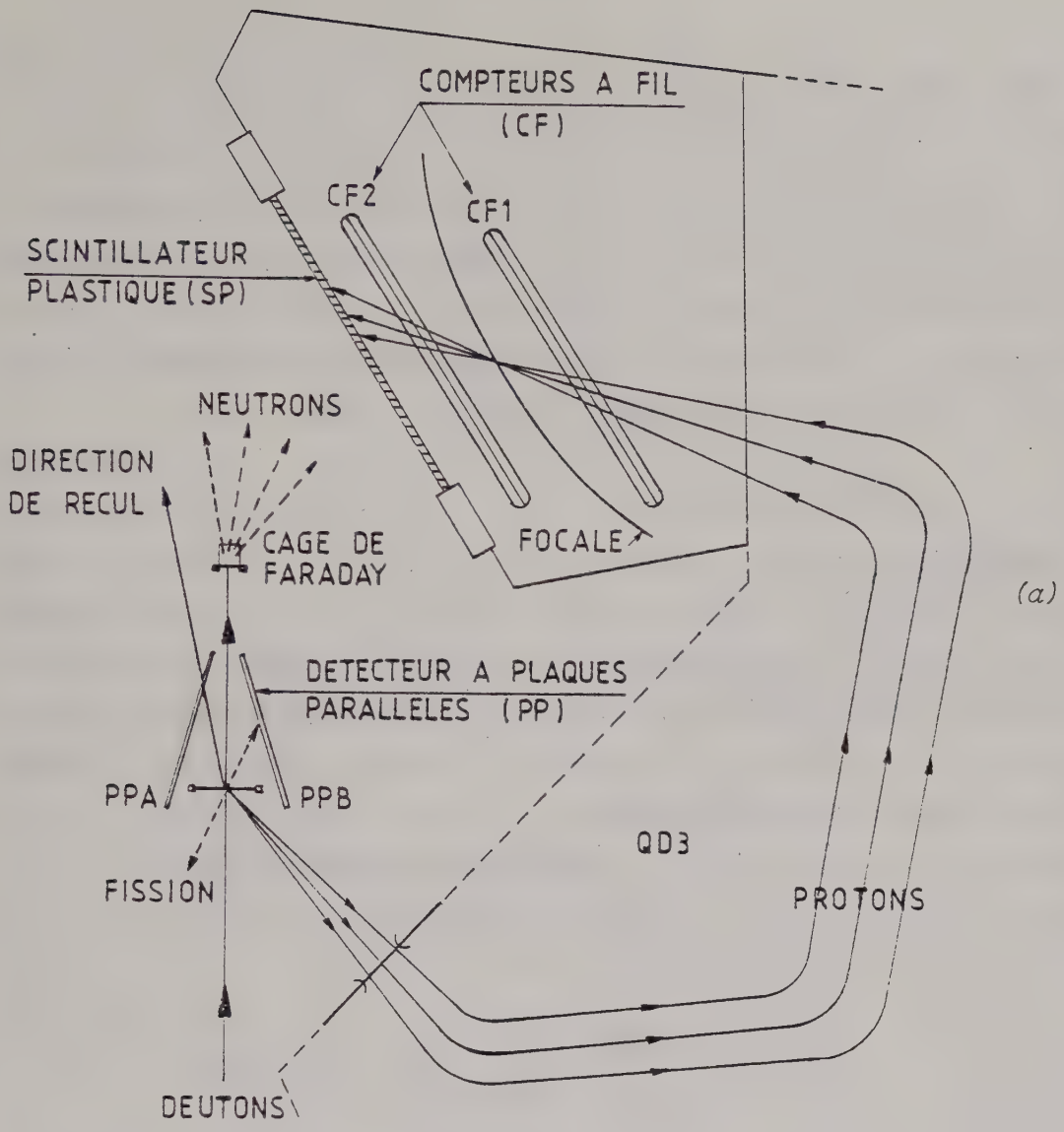
Un schéma général de principe de l'expérience est présenté sur la figure III.2 a. Le faisceau de deutons, produit par l'Accélérateur Tandem Van de Graaff du laboratoire DPh-N/BE du CEN Saclay, bombarde une cible de thorium (230 ou 232).

L'énergie des protons est mesurée à l'aide d'un spectromètre magnétique QD3. Ce dernier est placé à un angle "arrière" pour les raisons exposées précédemment (cf. Chapitre II). La mesure de l'énergie du proton donne, par bilan cinématique, l'énergie d'excitation du noyau de recul fissionnant. A la sortie du spectromètre, les protons sont détectés par un système de deux compteurs proportionnels à fil résistif. Une reconstitution de trajectoires est effectuée pour déterminer l'intersection de la trajectoire du proton avec la courbe focale de l'aimant.

Les fragments de fission sont détectés par des détecteurs à plaques parallèles et à avalanche. Ces derniers ont été conçus et disposés géométriquement pour mesurer les angles d'émission des fragments par rapport à la direction de recul. Ils sont placés près de la cible pour assurer la meilleure efficacité géométrique possible. Leur disposition est telle qu'un seul fragment est détecté par fission ; il n'y a donc pas de coïncidence effectuée entre ces détecteurs.

Une coïncidence "proton-fission" est réalisée pous signer les événements (d,pf). Pour cela, on utilise, sur la voie proton, un scintillateur plastique car les compteurs ne permettent pas d'obtenir un temps de coïncidence suffisamment petit. La voie fission comprend les deux détecteurs à plaques parallèles entre lesquels on établit un "OU". La coïncidence "proton-fission" consiste donc à effectuer une mesure du temps de vol des protons dans le QD3. Ce temps de vol est différent selon la trajectoire empruntée et la reconstitution de trajectoire mentionnée précédemment permet d'effectuer une correction de ce temps de vol et par suite de diminuer le taux de coïncidences fortuites (fig. III.2 b).

Signalons d'autre part que l'arrivée du faisceau sur la cage de Faraday placée derrière la cible engendre une importante production de neutrons qui parviennent à créer des protons de recul et du rayonnement γ dans le plas-



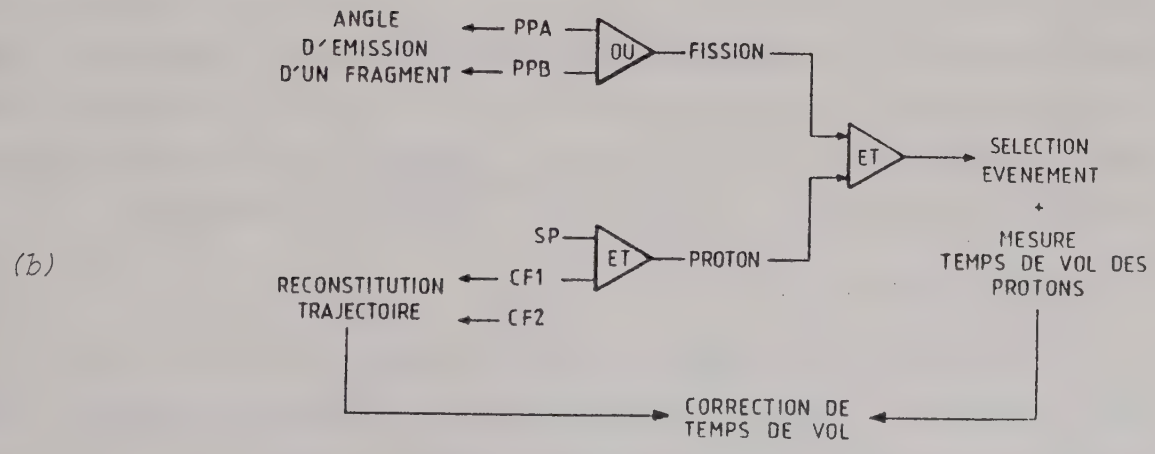


Fig. III.2 a et b : Schéma de principe de l'expérience

tique scintillant. (fig. III.2.a). Le scintillateur enregistre ainsi des évènements qui ne correspondent pas à des protons provenant du spectromètre. On a pu vérifier, en fermant les vannes d'entrée et de sortie du QD3, que le taux de comptage du scintillateur varie peu, ce qui indique la prépondérance de ces détections parasites dues aux neutrons sur les détections de protons. Toutefois, ces détections parasites peuvent être aisément éliminées par l'établissement d'une coïncidence lente entre l'un des compteurs et le scintillateur [Sa 80] (fig. III.2 b).

III.1.2. Faisceau

Le faisceau de deutons est produit à partir d'une source du type "DUOPLASMATRON". La tension accélératrice du Tandem Van de Graaff est régulée par un dispositif qui peut modifier cette tension en fonction du courant mesuré sur des lèvres situées plus loin sur la ligne de faisceau (lèvres L_1 fig. (III.3). Ce dispositif est compmosé d'électrodes pointues dirigées vers le tube accélérateur. Les effluves produites (effet Corona) induisent un courant de fuite qui peut être modulé par le courant provenant des lèvres L_1. Cette modulation du courant de fuite entraîne celle de la tension tension accélératrice. La stabilité en tension obtenue, $\delta V/V$, est comprise entre les valeurs : 5×10^{-4} et 10^{-3}. Ce sont principalement les inhomogénéités de la courroie de transport des charges qui sont responsables des limites en stabilité de la tension accélératrice.

La ligne de faisceau, reliant l'accélérateur à la chambre à cibles, est représentée sur la figure III.3. Outre l'aimant d'analyse et l'aimant répartiteur, elle se compose d'une suite de doublets quadrupolaires (Q_i) et de lèvres (L_i). Elle comprend également des déflecteurs magnétiques destinés à recentrer le faisceau sur les axes optiques des quadrupoles. Enfin, on peut interposer, en plusieurs endroits, des cibles à quartz pour visualiser l'extension spatiale du faisceau. Il existe deux types de réglages du faisceau : le réglage dit "normal" et le réglage achromatique.

Réglage normal

Dans ce réglage, les doublets quadrupolaires Q_1 et Q_2 ne sont pas utilisés. On réalise, à l'aide de Q_0, une image au niveau des lèvres L_1. Cette dernière est reprise par Q_3 qui est réglé pour focaliser en L_3. Le doublet Q_4 focalise ensuite en L_4 c'est-à-dire quasiment sur la cible qui se trouve

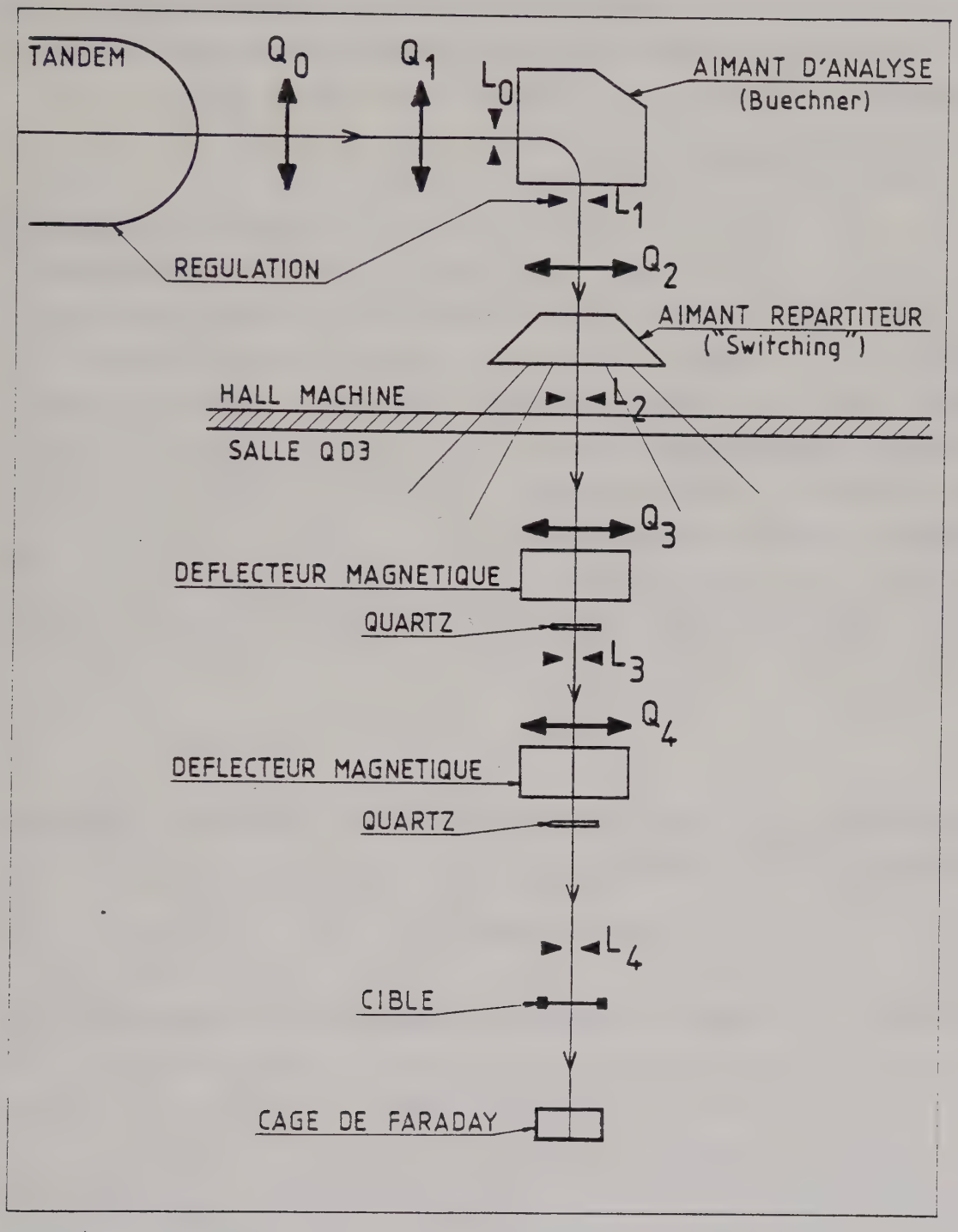


Fig. III.3. Schéma de la ligne de faisceau (extension 0°, salle QD3)

à proximité de ces dernières lèvres. Les conditions optimales d'utilisation du spectromètre QD3 nécessitent d'obtenir une tâche de faisceau possédant les dimensions maximales suivantes : 0,75 mm horizontalement et 2 mm verticalement. Une mesure de courant est effectuée sur les lèvres L_4 et le maximum d'intensité sur la cible est obtenu en minimisant le rapport entre le courant sur ces lèvres et le courant sur la cage de Faraday.

Réglage achromatique

Le réglage achromatique permet de réduire les variations en position sur la focale du spectromètre, de manière à ce qu'elles ne dépendent plus, au premier ordre, des fluctuations en énergie du faisceau (d'où le nom "achromatique"). Ce type de réglage est fréquemment utilisé lorsque l'accélérateur n'est pas un tandem ; il permet d'utiliser au maximum la haute résolution du spectromètre. Dans notre cas, il peut également être profitable à cause de l'excellente résolution en énergie du QD3. Rappelons brièvement le principe de ce réglage [Sa 74] : Soient (A) et (B) les matrices associées respectivement à l'aimant d'analyse et au QD3. Pour une ouverture réduite des lèvres L_0, le déplacement horizontal x sur la cible, dû à une variation $\delta = \frac{p-p_o}{p_o}$ d'impulsion du faisceau, est donné par :

$$x = A_{16}\delta$$

le déplacement y_F sur la focale du QD3, du à cette variation d'impulsion du faisceau,est donc donné par :

$$y_F=(B_{11}A_{16}+ B_{16})\delta$$

On obtient par conséquent l'achromatisme en réalisant la condition :

$$A_{16} = - B_{16}/B_{11}$$

Le réglage achromatique n'a pas été utilisé pour les expériences dont les résultats sont présentés dans ce mémoire. Ce réglage nécessite en effet de mieux connaître certaines caractéristiques magnétiques de plusieurs éléments de la ligne de faisceau, ce qui exige une étude actuellement en cours (étude en prévision de prochaines expériences).

III. 1.3. Cibles

Nous avons utilisé des cibles fabriquées aux laboratoires du Bureau Central de Mesures Nucléaires (BCMN) du centre EURATOM de Geel (Belgique). Les épaisseurs en $\mu g/cm^2$ de thorium sont données dans le tableau III.1.

Tableau III.1

Epaisseur des cibles utilisées en $\mu g/cm^2$	
Support :	
. poly-imide	33
. or	20
^{230}Th	129
	170
	179
^{232}Th	65
	109
	127
	149

Chaque cible possède un support en poly-imide [Pa 79], moins fragile et résistant mieux à la chaleur qu'un support de carbone.

Un dépot d'or est réalisé, par évaporation sous vide, pour rendre ce support conducteur. Le dépôt de thorium est ensuite effectué selon la technique d'"électro-spraying" : cette technique consiste à vaporiser une solution d'un composé organique de thorium en ayant au préalable établi une haute tension entre la "pointe" du vaporisateur et le support. Il se forme des gouttelettes chargées qui sont accélérées vers le support par le champ électrique créé. L'homogénéité du dépôt est obtenue par déplacement régulier du vaporisateur.

En ce qui concerne le thorium 230, il a fallu réaliser un montage mécanique (fig. III.4) pour parer à une éventuelle contamination de la chambre à cibles (et du reste du dispositif expérimental). L'activité des cibles de thorium 230 (émetteur α - période : 8000 ans) nécessite en effet une telle précaution, inutile dans le cas des cibles de thorium 232 (période : 10^{14} ans). Ce montage comprend un sas qui permet, après manipulation des cibles en cellule, le transport et l'installation de ces dernières sur le lieu de l'expérience. Il comprend également une boîte de protection qui isole l'ensemble constitué par les cibles, les détecteurs à plaques parallèles et la cage de Faraday. Des orifices avec fenêtres minces sont aménagées pour laisser passer le faisceau et les protons émis vers le spectromètre(*). Un passage muni d'un filtre assure la communication en pression avec le reste de la chambre.

(*) Pour le faisceau il s'agit d'un support de cible : poly-imide + or (voir Tableau III.1) et pour les protons, d'une fenêtre en mylar de 1,5 µm d'épaisseur.

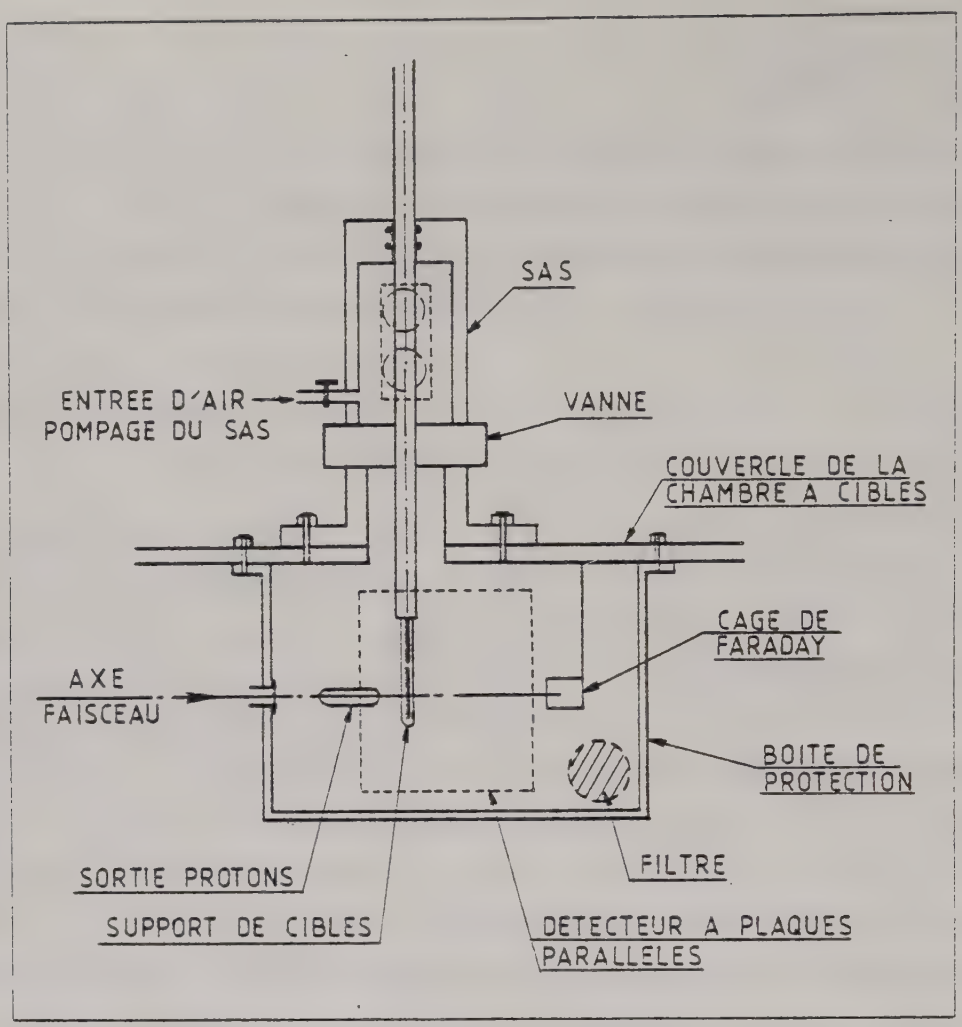


Fig. III.4. Système mécanique de transport et d'isolement des cibles de thorium 230

III.2. MESURE DE L'ENERGIE DES PROTONS - RESOLUTION

Conformément aux nécessités des expériences envisagées, il faut au moins obtenir une résolution en énergie : $\delta E = 7$ KeV. Dans les conditions cinématiques choisies ($E_d \simeq B_{coul}$, $\theta_p > 120°$), les protons possèdent à peu près la même énergie pour les deux réactions $^{230}Th(d,p)$ et $^{232}Th(d,p)$. Cette énergie vaut environ 9 MeV (cf. fig. II.4) et correspond donc à une résolution : $\Delta E/E \simeq 8.10^{-4}$.

Il faut donc utiliser, sur la voie proton, un appareillage de haute résolution en énergie. Cet appareillage comprend un spectromètre magnétique QD3 et un système de deux compteurs à fil.

III.2.1. Spectromètre magnétique QD3

Ce spectromètre est constitué d'un quadrupôle et de trois dipôles (d'où son nom). Il comprend également un multipôle destiné à effectuer les

corrections cinématiques. Dans notre cas, ces dernières sont négligeables car le proton est formé à partir d'un projectile léger (deuton) et d'un noyau cible lourd (thorium).

On donne ici les principales caractéristiques du QD3 [Ga 77] [Sa 80] (Fig.III.5):

i) Grande dispersion : D = 12,74 cm/%

Dans le cas des réactions étudiées (protons de 9 MeV), cette dispersion donne une séparation de 1,43 mm par keV sur la courbe focale.

ii) Grande longueur de focale utile

La surface focale est un arc de cylindre vertical de rayon R = 234,87 cm. Son intersection avec le plan médian des aimants est donc un cercle qu'on appelle "focale" (le fait que cette focale soit courbe nous oblige donc à effectuer une reconstitution de trajectoire avec deux compteurs à fil, ces derniers étant rectilignes). La longueur de focale utile est de 240 cm et couvre des rayons de courbure de trajectoires compris entre : ρ = 81 cm et ρ = 99 cm. La plage en énergie correspondante est largement suffisante pour notre étude.

iii) Grande acceptance angulaire

Horizontalement : $\Delta\theta$ = ± 62,8 mrd (± 3,6°)
Verticalement : $\Delta\phi$ = ± 73,3 mrd (± 4,2°)

ce qui correspond à un angle solide de 14,7 msr.

On a donc une bonne efficacité géométrique, ce qui est important dans notre cas, étant donné la faiblesse des taux de comptage.

iv) Bonne résolution en énergie : $\frac{\delta E}{E} = 2\ 10^{-4}$

Dans notre cas, cela correspond à une contribution qui vaut : δE = 1,8 keV et à une tâche de 2,6 mm sur la focale (horizontalement). On rappelle que cette résolution est obtenue si la tâche du faisceau sur la cible est suffisamment petite (cf § III.1.2).

En conclusion, on peut donc affirmer que le spectromètre QD3 est parfaitement adapté à notre type d'expérience.

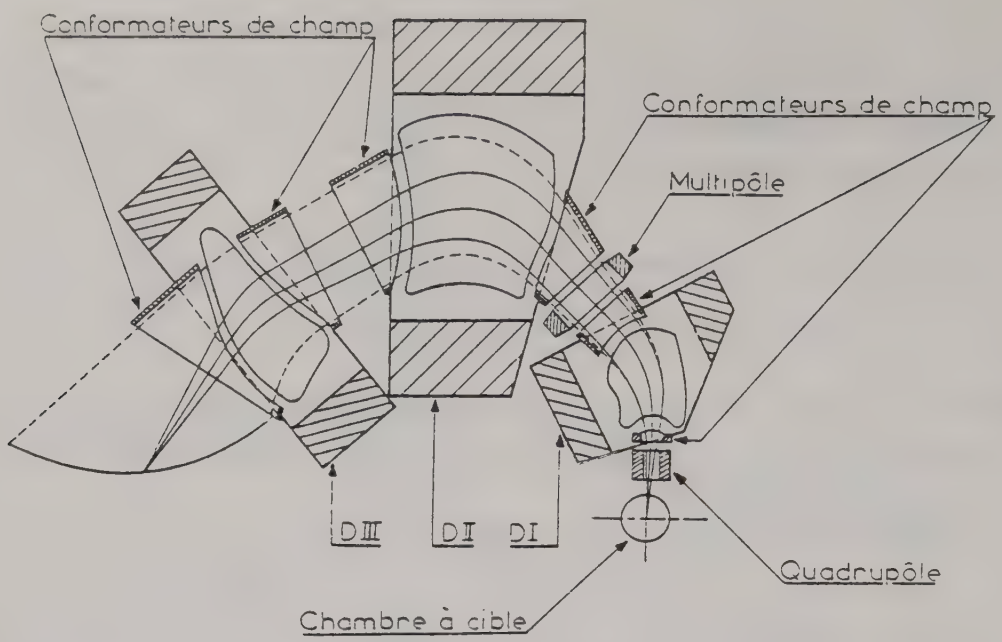


Fig. III.5. Spectromètre magnétique QD3 (d'après [Ga 77])

III.2.2. Compteurs à fil.

a) Caractéristiques et conditions de fonctionnement

Les compteurs utilisés sont des compteurs à fil résistif et à gaz. Rappelons en brièvement le principe de fonctionnement :

. Le passage d'une particule chargée provoque l'ionisation du gaz. Des électrons dits "primaires" sont créés en nombre proportionnel à la perte d'énergie de la particule. Ces électrons primaires migrent vers le fil porté à un potentiel positif. Pour une certaine gamme en tension et en pression, on atteint ce qu'on appelle le régime proportionnel, caractérisé par les propriétés suivantes : le champ électrique au voisinage du fil peut être suffisamment intense (convergences des lignes de champ) pour entraîner la production d'un phénomène de multiplication du nombre des électrons ou phénomène d'avalanche. Le rapport entre le nombre des électrons finalement collectés sur le fil (électrons secondaires) et le nombre des électrons primaires est appelé coefficient de multiplication. Ce dernier dépend de la tension et de la pression mais reste - en régime proportionnel - indépendant du nombre d'électrons primaires créés. La charge totale collectée au niveau du fil est donc proportionnelle à l'énergie perdue par la particule. De plus, la zone d'avalanche reste localisée au voisinage de l'intersection du fil et de la perpendiculaire commune à ce dernier et à la trajectoire de la particule (selon l'incidence de cette trajectoire et sa proximité par rapport au fil, la zone d'avalanche est plus ou moins étendue autour de cette intersection). La charge collectée se partage entre les deux portions du fil de

façon inversement proportionnelle à la résistance rencontrée. Si le fil possède une résistivité et une section homogènes, on peut donc déterminer le lieu de passage de la particule à partir des signaux recueillis aux deux extrémités du fil.

En effet, soient :

Q_i, la charge recueillie à l'extrémité "i" (i = 1 ou 2)
X_i, la distance entre cette extrémité et le lieu de passage de la particule
R_i, la résistance de la portion de fil de longueur X_i
ρ et s, la résistivité et la section droite du fil
L, la longueur du fil.

On a : $Q_i \propto 1/R_i$; $R_i = \rho X_i/s$ et : $R_1 + R_2 = \rho L/s$.

On voit que le rapport : $Q_i/(Q_1+Q_2)$ est égal à : $1-X_i/L$

et finalement :

$$X_i = L\left[1 - \frac{Q_i}{Q_1 + Q_2}\right] .$$

Nous avons utilisé deux compteurs identiques, possédant chacun une longueur utile de 80 cm (fig. III.6.a). Leurs caractéristiques mécaniques et leurs conditions d'utilisation ont été déterminées en fonction d'une triple nécessité :

i) bonne résolution en position ("résolution intrínsèque")

ii) maximisation de la perte d'énergie des protons afin d'obtenir un signal de préamplificateur suffisant, les protons étant peu ionisants comparativement aux ions plus lourds.

iii) minimisation de la dispersion angulaire dans les compteurs, en particulier dans le premier afin que la dégradation qui en résulte sur le deuxième compteur reste négligeable. Ce dernier aspect a en effet une importance au niveau de la résolution en position sur la focale.

La résolution intrinsèque dépend essentiellement de l'homogénéité du fil et de la stabilité en tension et en pression.

Nous avons utilisé un fil homogène en alliage de nickel-chrome, de fabrication industrielle, dont le diamètre et la résistivité valent respectivement : ϕ = 15 µm et ρ = 5720 $\Omega \times$ m. Les caractéristiques fournies par le constructeur ne permettent pas de nous faire une idée précise de l'homogénéité (les précisions sur ϕ et ρ ne sont pas données). L'alimentation en haute tension est munie d'un dispositif de régulation qui donne une stabilité de 0,01 %. Un système de circulation de gaz avec une mesure de la pression différentielle entre l'intérieur et l'extérieur des compteurs (MEMBRANOVAC) permet de réguler la pression avec une stabilité de 1 %.

La maximisation de la perte d'énergie et la minimisation de la dispersion angulaire conduisent à réaliser un compromis entre pression "élevée" et fenêtres minces, et également à choisir un gaz possédant un bon coefficient de multiplication.

Le gaz utilisé est de l'isobutane. Le soin particulier apporté à la réalisation mécanique des compteurs a permis d'utiliser des fenêtres d'étanchéité de 2,5 µm d'épaisseur pouvant tenir une pression de 120 torrs sur une ouverture : 80 cm en longueur et 5 cm en hauteur. En cours d'expérience, la pression d'isobutane a été portée à 90 torrs.

Pour minimiser la dispersion angulaire, il faut aussi utiliser des cathodes minces. Ces dernières sont constituées de mylar aluminisé de 1,5 µm d'épaisseur.

D'autre part, les compteurs ont été étudiés pour pouvoir fonctionner avec différentes épaisseurs de zone utile ; il y a trois épaisseurs possibles : 1,4 cm ; 2,2 cm et 3,8 cm (fig. III.6.b). Ceci a été réalisé en prévision d'essais avec des particules α, pour que ces dernières aient des pertes d'énergie comparables à celles des protons (cf. infra).

Signalons enfin que les deux compteurs sont placés sur un support réglable pour permettre l'alignement du plan des fils dans le plan médian du spectromètre (fig.III.6.a).

En ce qui concerne la tension de fonctionnement, nous avons mesuré la charge totale collectée en fonction de la tension pour déterminer la plage correspondant au régime proportionnel. Entre le régime Geiger et le régime proportionnel, il existe une zone de transition pour laquelle la mesure de localisation se dégrade mais cette dégradation est progressive et par suite

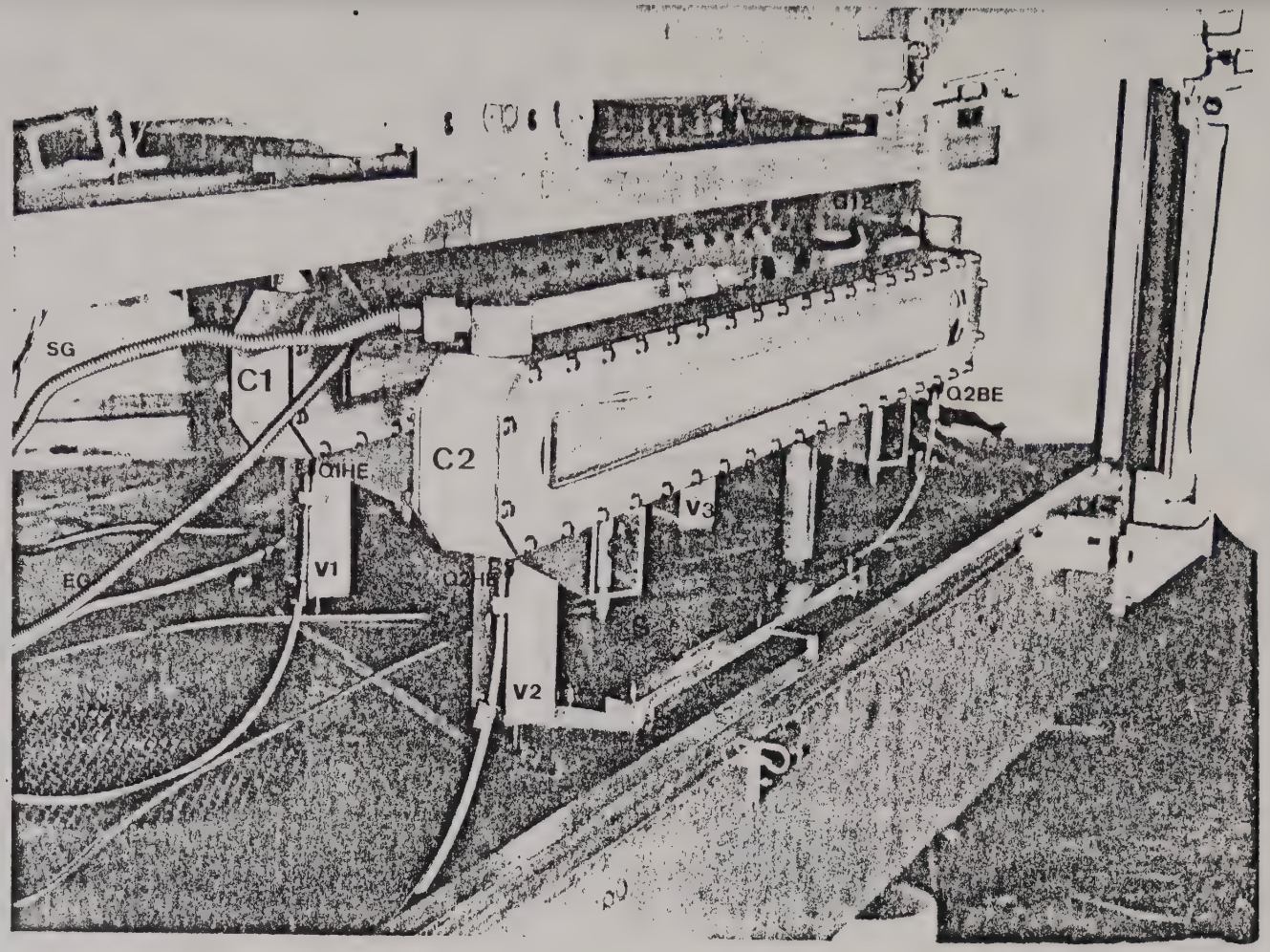


Fig. III.6.a. Ensemble des deux compteurs sur leur lieu d'implantation, dans la chambre du QD3. Les deux compteurs (C1 et C2) sont posés sur un support (S). L'alignement dans le plan médian du QD3 est réalisé par réglage des trois vis : V1, V2, V3. Pour la circulation de gaz, les compteurs sont placés en série (EG, SG : entrée et sortie gaz, G12 : communication entre les deux compteurs). Sont visibles, sur cette photographie, les prises de signal : haute énergie - 1er compteur (Q1HE), basse et haute énergie - 2ème compteur (Q2BE, Q2HE).

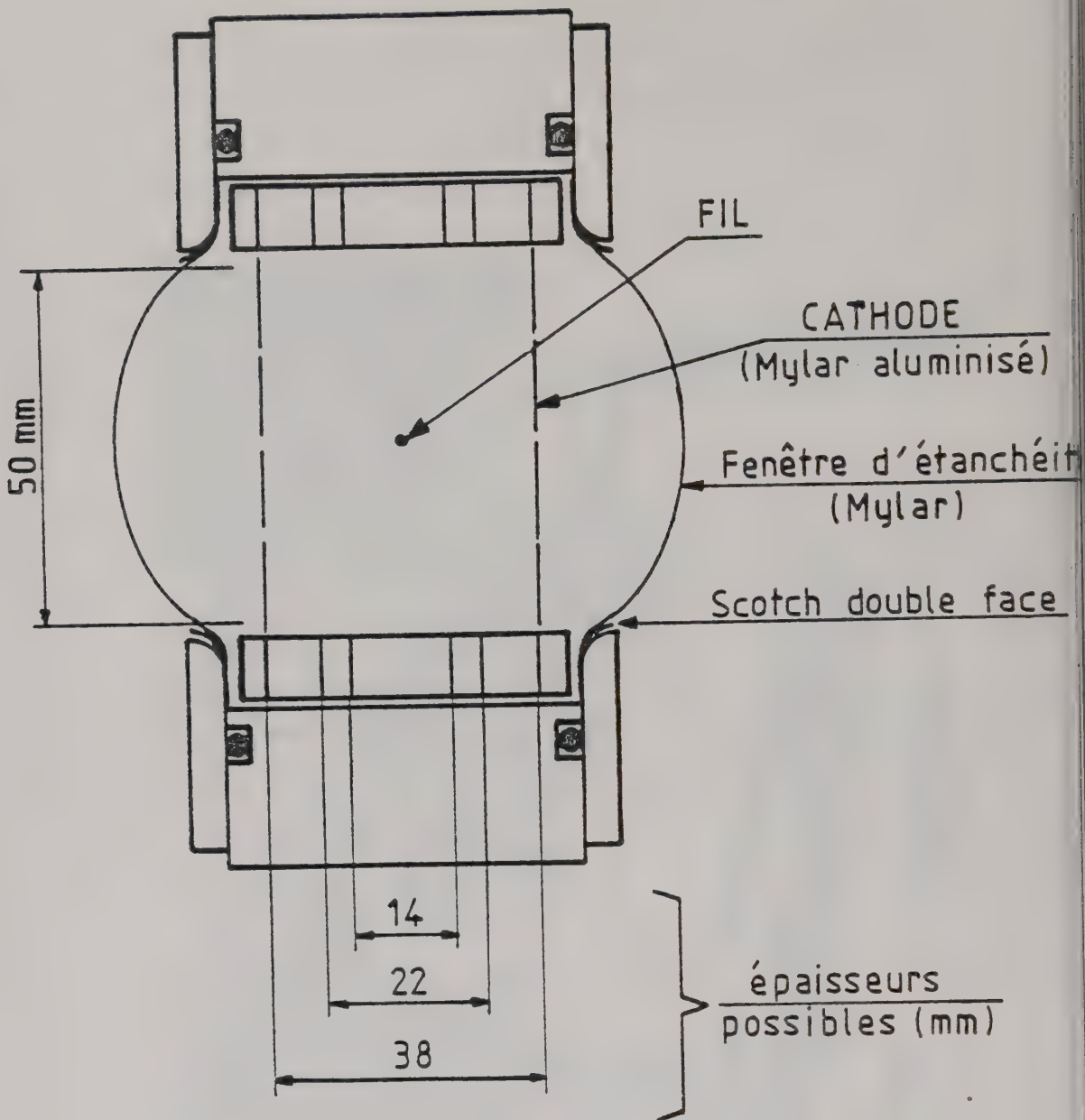


Fig. III.6.b

Coupe transversalle d'un compteur à fil (Echelle 1)

non aisément perceptible (*). Nous avons donc choisi une valeur qui ne soit pas trop proche du seuil Geiger (1300 V, fig. III.7).

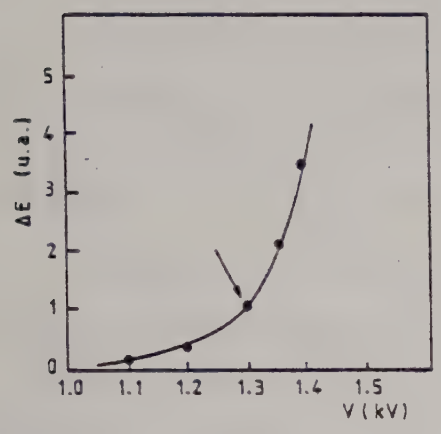


Fig. III.7.

L'ensemble des caractéristiques et des conditions de fonctionnement des compteurs est résumé dans le tableau III.2 Pour des protons de 9 MeV, on obtient notamment :

. une efficacité de détection de 100 %, pour une épaisseur de zone utile : 3,8 cm.
. un temps de montée du signal de 100 ns.
. une dispersion en temps du signal de l'ordre de 300 ns.

b) Essais de résolution

Des essais de résolution en position ont été effectués à l'aide d'une source α collimatée, placée successivement devant chacun des deux compteurs. Les α produits par la source ont une énergie de 8,791 MeV (source de thorium C - Raie α du noyau ^{212}Po). L'épaisseur de la zone utile et la pression d'isobutane ont été réglées pour obtenir une perte d'énergie comparable à celle de protons de 9 MeV. La correspondance entre les valeurs est donnée dans le tableau (III.3). Le système source-collimateur se présente de la façon suivante :

. un premier collimateur (fente de 1,25 mm), placé contre la source.
. un second collimateur (fente de 0,1 mm) placé à 16 cm de la source
. le fil du compteur se trouve à 3,6 cm du second collimateur (par conséquent à 19,6 cm de la source).

Dans ces conditions, la largeur de la zone du fil qui reçoit les particules α est de 0,5 ± 0,1 mm.

En plaçant successivement la source à deux endroits distants de 1 cm, parallèlement au fil, on note un écart de 10 canaux et deux pics dont la largeur à mi-hauteur est de l'ordre de 2 canaux, ce qui donne Δx = 2 mm.

Un essai à 90 torr/1300 V , avec une épaisseur de 3,8 cm donne : Δx = 3 mm.

(*) Cette dégradation est due à des désexcitations de molécules qui se recombinent dans la zone d'avalanche. Ces dernières produisent des photons qui produisent à leur tour des photo-électrons sur le fil, loin du lieu de passage de la particule.

Tableau III-2

Caractéristiques des compteurs.
Longueur utile : 80 cm.
Hauteur utile : 5 cm
Epaisseurs utiles : 1,4 cm ; 2,2 cm ; 3,8 cm
Fil : Ni-Cr
Diamètre : $\emptyset$ = 15 µm
Résistivité : ρ = 5720 $\Omega \times$ m
Fenêtres d'étanchéité : mylar : 2,5 µm
Cathodes : mylar aluminisé : 1,5 µm

Tableau III-3

Conditions de fonctionnement des compteurs pendant l'expérience (protons) et au cours des essais de résolution (particules α)

	Protons	Particules α
Energie	9 MeV	8,79 MeV
Epaisseur utile (cm)	3,8	1,4
Pression d'isobutane	90 t	30 t
Tension	1300 V	1000 V
Perte d'énergie	90 keV	100 keV

Ensuite, lorsqu'on réalise une incidence de 45° - qui correspond à l'incidence moyenne des protons sortant du QD3 - on ne note pas de changement important de la résolution. Finalement, on a déduit de ces essais que, dans les conditions de fonctionnement prévues pour l'expérience, la résolution en position des compteurs est certainement inférieure à 3,5 mm. Compte-tenu de la valeur de la dispersion du QD3, cela correspond à 2,45 keV, valeur un peu plus grande que celle de la résolution du QD3 mais largement en deça de la limite de 7 keV.

On peut donc conclure que chaque compteur possède une résolution qui répond aux nécessités de l'expérience. Cependant, pour savoir si l'ensemble des deux compteurs convient, il faut mesurer la résolution au niveau de la focale du QD3, après reconstitution des trajectoires.

III.2.3. Reconstitution des trajectoires.

La reconstitution des trajectoires des protons est effectuée dans le but de maintenir une bonne résolution sur toute la longueur de focale explorée. Elle permet également d'améliorer les taux de comptage (ce dernier point sera développé ultérieurement). Le terme "reconstitution de trajectoire" est un terme condensé pour spécifier l'ensemble des opérations suivantes : on effectue un calcul de l'intersection de la trajectoire de l'ion avec la focale, à partir de l'information en localisation fournie par les deux compteurs ; on en tire le rayon de courbure ρ de l'ion dévié par le spectromètre et, par suite, son énergie.

a) Contexte géométrique et principe

Le contexte géométrique - particulier au QD3 - est représenté sur la figure III.8.

. La tangente à la focale (F) définie précédemment (arc de cercle de rayon R = 234,87 cm - cf. § 1), au point correspondant à ρ = 90 cm (rayon de courbure nominal) sert d'axe de référence par rapport auquel on place parallèlement les compteurs (axe OX).

. On définit un repère (O ; X,Y) dont l'axe des ordonnées OY contient le centre C du cercle-focale (F).

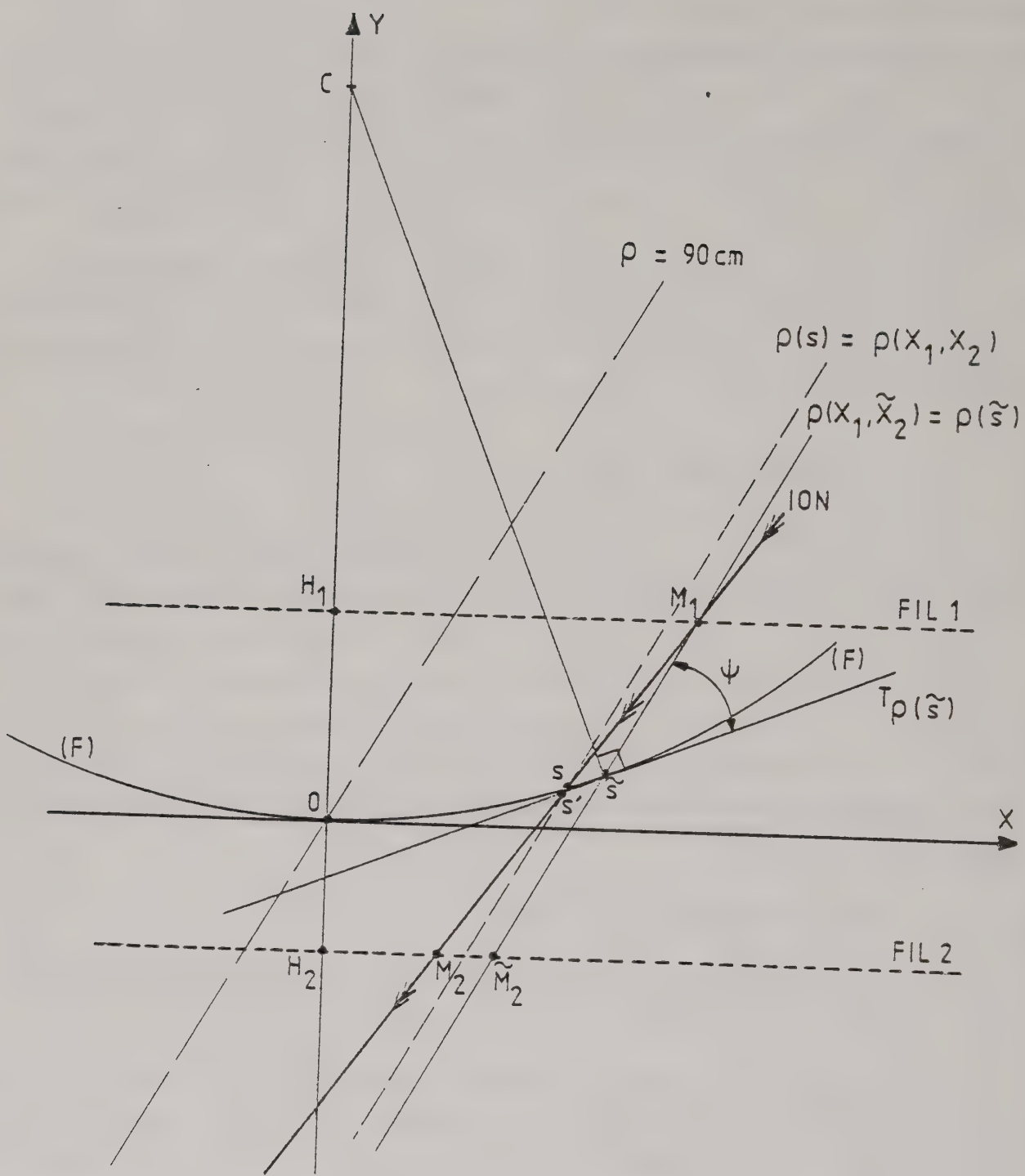


Fig. III.8. Contexte géométrique pour la reconstitution des trajectoires $\overline{OH_1} = Y_1$, $\overline{OH_2} = Y_2$, $\overline{H_1M_1} = X_1$, $\overline{H_2M_2} = X_2$, $\overline{H_2\tilde{M}_2} = \tilde{X}_2$, $\widehat{OS} = s$, $\widehat{O\tilde{S}} = \tilde{s}$, $CO = CS = C\tilde{S} = R$, $S = M_1M_2 \cap (F)$, $S' = M_1M_2 \cap T_{\rho(\tilde{s})}$. $T_{\rho(\tilde{s})}$: *tangente à* (F) *en* $\tilde{S}$.

Principe

Les mesures de positions sur les compteurs permettent de déterminer les abcisses X_1 et X_2 des points M_1 et M_2 dont les ordonnées Y_1 et Y_2sont données par l'emplacement des compteurs. On peut donc calculer l'équation de la trajectoire de l'ion dans le repère (O ; X,Y). D'autre part, l'équation du cercle (F) dans ce repère est connue. On peut donc calculer les coordonnées du point S, intersection de la trajectoire avec la focale, coordonnées dont on extrait l'abcisse curviligne $s = \widehat{OS}$.

Ayant calculé s, on peut ensuite déterminer le rayon de courbure $\rho(s)$. Ce dernier est le rayon de courbure de la trajectoire dite "centrale" qui correspond à $\Delta\theta = \Delta\phi = 0$ (fig. III.9). Des mesures préliminaires [FG 81] ont permis d'établir un *"tableau de référence"* (tableau III-4), qui donne pour une suite de valeurs standard de ρ :

(1) L'abcisse curviligne, sur la focale,de l'intersection $\tilde{S}$ de cette focale avec la trajectoire centrale correspondant à la valeur de ρ considérée.

(2) L'angle ψ entre cette trajectoire et la tangente à la focale en $\tilde{S}$.

Ce tableau de référence permet d'obtenir, à l'aide d'un ajustement par moindres carrés un polynôme :

$$\rho(\tilde{s}) = a_0 + a_1\tilde{s} + \ldots + a_n\,\tilde{s}^n$$

dont les coefficients,qui ne dépendent que des caractéristiques du spectromètre,sont déterminés une fois pour toutes.

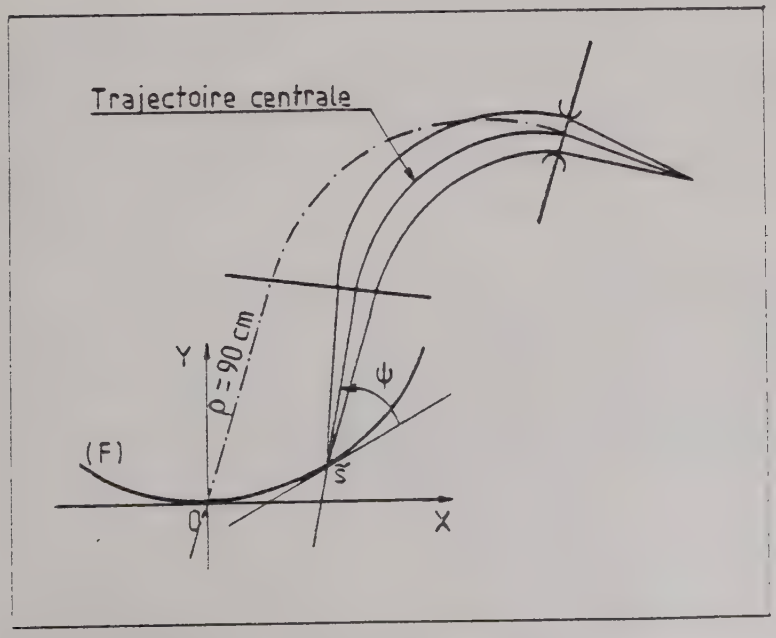


Fig. III.9

Tableau III-4

Tableau de référence [FG 81] (voir texte)

ρ(cm)	$\tilde{s}$(cm)	ψ(deg)
81,0	112,60	52,5
81,9	104,11	50,7
82,8	94,84	48,9
83,7	84,75	47,8
84,6	73,89	47,3
85,5	62,37	47,5
86,4	50,35	48,3
87,3	37,99	49,5
88,2	25,42	50,9
89,1	12,75	52,2
90,0	0,0	53,4
90,9	- 12,80	54,3
91,8	- 25,64	54,9
92,7	- 38,52	55,3
93,6	- 51,43	55,8
94,5	- 64,33	56,5
95,4	- 77,12	57,0
96,3	- 89,89	57,9
97,2	-102,41	59,7
98,1	-114,65	61,8
99,0	-126,53	62,3

Origine des abcisses curviligne sur (F) :
Intersection de la trajectoire centrale : ρ = 90 cm
avec (F) ; $\tilde{s} = \overset{\frown}{O\tilde{S}}$ (cf fig. III.9).

L'énergie cinétique de l'ion est ensuite déterminée par le calcul de l'expression :

$$T = \sqrt{m^2 + \left[\frac{B\rho Z}{K}\right]^2} - m \qquad \text{(III.1)}$$

avec : T : énergie cinétique de l'ion en MeV
m : masse au repos " "
B : Champ dipolaire en gauss
Z : état de charge de l'ion en u.e.s.
ρ : rayon de courbure en cm
K = 3335,641 (coefficient de normalisation)

b) Etalonnage cm/n° de canal

La détermination de X_1 et X_2 en unités de longueur (cm) nécessite la réalisation préalable d'un étalonnage : cm /n° de canal, pour chacun des compteurs. Cet étalonnage est effectué selon la démarche suivante : on considère une trajectoire centrale, par exemple celle qui passe par M_1 (fig. III.8). Cette trajectoire centrale recoupe la focale en $\tilde{S}$, d'abcisse curviligne $\tilde{s}$, et et le second fil en en $\tilde{M}_2$, d'abcisse $\tilde{X}_2$. Un calcul géométrique simple permet d'exprimer X_1 et $\tilde{X}_2$ en fonction de $\tilde{s}$, ψ, R , Y_1 et Y_2 :

$$X_1 = R \sin\frac{\tilde{s}}{R} + \frac{Y_1 - R(1-\cos\frac{\tilde{s}}{R})}{tg(\psi + \frac{\tilde{s}}{R})} \qquad \text{(III.2a)}$$

$$\tilde{X}_2 = X_1 - \frac{Y_1 - Y_2}{tg(\psi + \frac{\tilde{s}}{R})} \qquad \text{(III.2b)}$$

On peut donc obtenir, par l'intermédiaire du tableau de référence, une correspondance : $(\rho, \tilde{s}, \psi, X_1, \tilde{X}_2)$. On effectue ensuite un étalonnage : rayon de courbure/n° de canal, pour lequel on utilise les valeurs standard de ρ et une ouverture d'entrée du QD3 la plus fine possible (de manière à ne sélectionner que les trajectoires centrales).

Cet étalonnage, effectué pour chaque compteur, donne les correspondances : (ρ, n_1) et $(\rho, \tilde{n}_2)$. On obtient donc les correspondances : (X_1, n_1) et $(\tilde{X}_2, \tilde{n}_2)$ c'est-à-dire deux tableaux : $(X_1^{(i)}, n_1^{(i)})$ et $(\tilde{X}_2^{(i)}, \tilde{n}_2^{(i)})$ à partir desquels on détermine, par moindres carrés, les coefficients A_1, B_1, A_2 et B_2 tels que :

$$X_1^{calc} = A_1 n_1 + B_1$$
$$X_2^{calc} = A_2 n_2 + B_2 \qquad \text{(III.3)}$$

Cette dernière correspondance cm/n° de canal doit être linéaire, ce qu'on vérifie en calculant les quantités :

$$\delta X_j = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_{i=1}^{N} \left[X_j^{(i)calc} - X_j^{(i)} \right]^2}$$
$$\delta n_j = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_{i=1}^{N} \left[n_j^{(i)calc} - n_j^{(i)} \right]^2} \qquad \text{(III.4)}$$

avec :

$j = 1,2$ (numéros compteurs)

N = nombre de "points" de la mesure d'étalonnage

$$n_j^{(i)calc} = \frac{X_j^{(i)} - B_j}{A_j}$$

Les ordres de grandeur obtenus sont : $\delta X_j \simeq 1$ mm et $\delta n_j \simeq 1$ canal (sur une base de 1024 canaux).

En résumé, pour une trajectoire quelconque on obtient, à partir des numéros de canaux n_1 et n_2, les valeurs de X_1 et X_2 en cm (relation (III.3)). Le calcul de s, puis de ρ est ensuite effectué selon la méthode exposée au § a .

c) Reconstitution en ligne et hors ligne

Le calcul direct de l'intersection de la trajectoire avec le cercle-focale nécessite des opérations sur des longueurs géométriques (donc des opérations en mode FLOTTANT), ce qui rend impossible un tel calcul en ligne compte tenu des possibilités du calculateur d'acquisition. Ce calcul direct est donc fait au niveau du dépouillement.

Nous avons cependant développé une méthode qui permet d'effectuer un calcul en ligne. Ce dernier est alors un calcul approché qui utilise des tables calculées au préalable et introduites dans les mémoires du calculateur d'acquisition en début d'expérience. Cette méthode est exposée à l'Annexe I. Bien que cette reconstitution de trajectoires en ligne ne soit pas en principe indispensable, elle est tout de même très utile.

Elle offre principalement les deux avantages suivants :

(1) Visualisation en ligne de spectres de protons (événements "(d,p)" et "(d,pf)") en fonction du rayon de courbure. (Les mêmes spectres en fonction des positions sur les fils sont en effet peu "intéressants" puisque les trajectoires ne focalisent pas sur ces derniers).

(2) Appréciation, en cours d'expérience, du taux de coïncidences fortuites acceptable : on peut en effet prendre en compte les fluctuations de temps de vol des protons dans le QD3 et effectuer une correction de ce temps de vol, ce qui permet de diminuer le taux de coïncidences fortuites (le principe de cette correction sera exposé ultérieurement). La reconstitution des trajectoires en ligne permet de visualiser directement un spectre en temps de vol corrigé donc d'apprécier le taux *minimisé* de coïncidences fortuites pendant l'expérience.

III.2.4. Mesures de résolution - Conclusions

a) Résolution sur des temps courts. Conclusion concernant le système de mesure : QD3 + compteurs

Nous avons effectué des mesures de résolution "instantannée" sous faisceau en utilisant la diffusion élastique de protons sur l'or et la réaction(d,p) sur le plomb. Les conditions de ces mesures sont présentées dans le tableau (III.5).

Tableau III.5

Réaction	^{179}Au(p,p)	^{208}Pb(d,p)
Energie incidente	9 MeV	13 MeV
Angle QD3	130°	130°
Niveaux observés (MeV)	Fondamental	1,565 2,033 2,492 2,537
Energie moyenne des protons	∿ 9 MeV	∿ 12 MeV
Temps d'accumulation	30 s.	10 mn

Le positionnement des compteurs a été choisi de telle sorte que l'effet de la dispersion angulaire dans le premier compteur sur la résolution au niveau de la focale soit minimisé. On a placé pour cela le premier compteur "sur" la focale (fig. III.10. b). L'épaisseur choisie pour les deux compteurs est l'épaisseur maximale (38 mm).

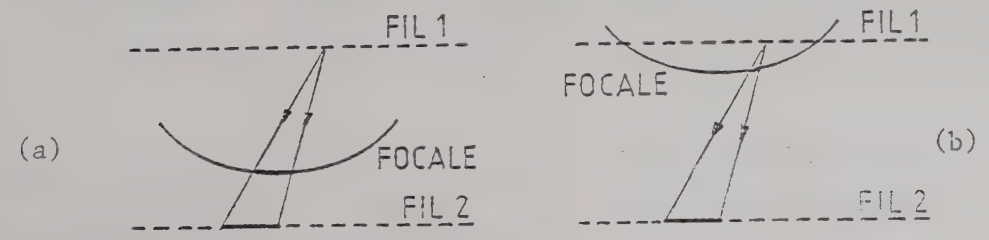


Fig. III.10

Dans tous les cas figurant au tableau III.5, on obtient des valeurs identiques de la résolution $\delta E/E$:

(1) Pour une très faible ouverture d'entrée du spectromètre ($\Delta\theta = \Delta\phi = \pm$ 1 mrd), on obtient les résultats suivants :

1er compteur : $\delta E/E = 5\ 10^{-4}$
2ème compteur : $\delta E/E = 8\ 10^{-4}$
Focale : $\delta E/E = 6{,}5\ 10^{-4}$

On observe un effet de la dispersion angulaire dans le premier compteur sur la résolution au niveau du deuxième. Néanmoins, au niveau de la focale, on obtient, pour des protons de 9 MeV, la valeur : $\delta E \simeq 6$ keV.

(2) Lorsqu'on augmente l'ouverture d'entrée du spectromètre jusqu'aux valeurs : $\Delta\theta = \pm$ 60 mrd et $\Delta\phi = \pm$ 60 mrd (*). La résolution au niveau de la focale se maintient à la valeur : $\delta E/E = 6{,}5\ 10^{-4}$. Cette résolution est en outre conservée sur toute la longueur de la plage focale couverte par les compteurs. D'autre part des mesures effectuées à plusieurs heures d'intervalle conduisent aux mêmes résultats, indiquant une stabilité suffisante du système de détection (stabilité en tension et en pression pour les compteurs, stabilité des champs dipolaires et quadrupolaires du QD3).

En conclusion, le système : (faisceau + QD3 + compteurs), utilisé de façon adéquate (1er compteur sur la focale, $\Delta\phi < 60$ mrd) possède une résolution instantanée : $\delta E/E = 6{,}5\ 10^{-4}$, ce qui correspond, pour des protons de 9 MeV, à $\delta E = 6$ keV. La contribution du système (QD3 + compteurs) est donc inférieure ou du même ordre que cette valeur de 6 keV. On peut donc considérer, compte tenu de l'objectif à atteindre (7 keV), que le système : (QD3 + compteurs) possède une résolution tout-à-fait satisfaisante pour les expériences projetées.

b) Résolution sur des temps longs. Conclusion concernant le faisceau.

Les mesures de résolution sur des temps "longs" soulèvent les problèmes suivants:

. Les taux de comptage des évènements "(d,pf)" sont très faibles et nécessitent des temps de faisceau d'au moins deux semaines. Une mesure de résolution, utilisant la diffusion ^{179}Au(p,p) ou la réaction ^{208}(d,p), sur une durée comparable n'est pas sérieusement envisageable. Une telle mesure ne peut être, en fait, que de courte durée par rapport à la durée totale de l'expérience.

(*) Cette dernière valeur est inférieure à $\Delta\phi_{max}$ qui vaut 73,3 mrd (cf. § III.2.1)

. L'utilisation de la diffusion $^{179}Au(p,p)$ ou de la réaction $^{208}Pb(d,p)$ permet d'observer des niveaux discrets pour des conditions cinématiques (énergie incidente, énergie des protons émis) qui reproduisent imparfaitement celles de l'expérience proprement dite (cf. Tableau III-5) :

- Faisceau de protons pour $^{179}Au(p,p)$
- Protons émis de 12 MeV, au lieu de 9 MeV pour $^{208}Pb(d,p)$

La signification à accorder à des mesures de résolution sur des temps "longs" ne peut donc être que de donner une indication quant à la possibilité de réaliser les expériences sur le thorium.

Nous avons effectué un essai de 24 heures pour la diffusion $^{179}Au(p,p)$ et un essai de 12 heures pour la réaction $^{208}Pb(d,p)$. Ces essais ont conduit à une résolution $\delta E/E = 10^{-3}$, c'est-à-dire de 9 keV, pour des protons de 9 MeV. Cette valeur est supérieure à 7 keV (largeur des résonances attendues) mais inférieure à 10 keV, ce qui doit permettre de séparer correctement les deux résonances correspondant aux niveaux $9/2^+$ et $11/2^-$ pour la réaction $^{230}Th(d,pf)$ (cf. fig. II.6). Nous avons conclu, à la suite de ces essais, à la possibilité de réaliser l'expérience sur cette réaction et qu'il était également intéressant d'effectuer une tentative pour le thorium 232.

En ce qui concerne la résolution effectivement obtenue pour les expériences sur les réactions $^{230,232}Th(d,pf)$, c'est donc finalement les résultats expérimentaux qui peuvent seuls nous permettre d'évaluer cette résolution. En fait, nous avons constaté que la stabilité du faisceau est généralement médiocre en début d'expérience et qu'elle s'améliore progressivement pour devenir bonne après deux à trois jours(*). Les résonances correspondant aux niveaux $9/2^+$ et $11/2^-$ (réaction $^{230}Th(d,pf)$) ne sont visibles que sur les spectres "partiels" constitués après ce délai. Nous avons été ainsi amenés à rejeter environ 20 % des événements et nous avons finalement obtenu une résolution de 8 keV.

Lorsque le réglage achromatique sera opérationel, on devra atteindre plus rapidement une stabilité par ailleurs améliorée, et obtenir par conséquent un meilleur "rendement statistique" des expériences (cf. § III.1.2).

(*) Les essais de résolution étaient précisément effectués en début d'expérience, ce qui explique les valeurs médiocres obtenues.

III.3. MESURE DE L'ANGLE D'EMISSION DES FRAGMENTS DE FISSION

La détection des fragments de fission est effectuée à l'aide de détecteurs à plaques parallèles et à avalanche. Ces derniers ont été étudiées pour fournir une mesure des directions d'émission des fragments avec une précision de 10°.

III.3.1. Détecteurs à plaques parallèles : principe de fonctionnement et conditions d'utilisation

Chacun des deux détecteurs est constitué de deux électrodes parallèles dont l'une d'elles est une feuille mince de mylar métallisé (cathode-face d'entrée) et l'autre une plaque plus épaisse qui arrête les fragments de fission (anode) (fig. III.11). La cathode est portée à une tension V = - 500 V ; l'ensemble baigne dans un gaz (isobutane) sous faible pression (p $\sim$ 6 torr).

Le principe de fonctionnement de ces détecteurs est le même que celui d'un compteur à fil : l'arrivée du fragment dans la zone de champ située entre les deux électrodes provoque l'ionisation du gaz et les électrons primaires créés subissent un processus d'avalanche. Dans ce type de détecteur, les électrons sont accélérés dans un champ uniforme et subissent par conséquent une accélération constante. Pour que celle-ci soit suffisante, afin d'induire l'avalanche, il faut donc obtenir un champ très intense comparable à celui qui règne au voisinage du fil dans un compteur proportionnel (où l'accélération des électrons est croissante). On y parvient en plaçant les électrodes suffisamment près l'une de l'autre. Ceci exige un soin particulier au niveau mécanique, car il faut obtenir un parallélisme rigoureux entre les électrodes pour créer un champ parfaitement uniforme. Les conditions d'utilisation de ces détecteurs sont résumées dans le tableau (III-6).

Des essais avec une source de californium 252 et avec un faisceau de deutons sur une cible de thorium 232, ont montré une efficacité de détection des fragments de fission de 100 %. La séparation, en hauteur d'impulsion, entre les particules légères et les fragments, est complète (fig. III.12). On peut recueillir, à la sortie d'un amplificateur, un signal de largeur à la base : 5 ns. D'autre part, la résolution en temps de ces détecteurs est de l'ordre de 5 ns.

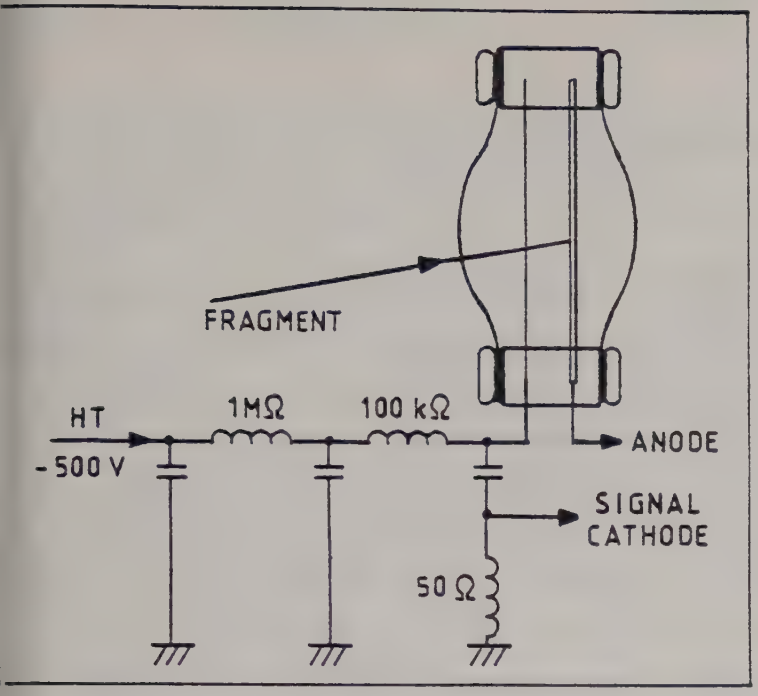


Fig. III.11. Schéma de principe d'un détecteur à plaques parallèles. (pour la prise de signal sur l'anode - voir plus loin § III.3.2.c, fig. III.15).

Tableau III-6

CARACTERISTIQUES ET CONDITIONS D'UTILISATION DES DETECTEURS A PLAQUES PARALLELES.
CATHODE : 1.5µm mylar + 1µg/cm^2 dépôt d'or par évaporation sous vide.
TAILLE DES ELECTRODES : 45×45 mm.
ESPACEMENT DES ELECTRODES : 2 mm.
FENETRES D'ETANCHEITE : 1.5 µm mylar.
TENSION CATHODE : -500 Volts.
GAZ : isobutane, 6 torr.

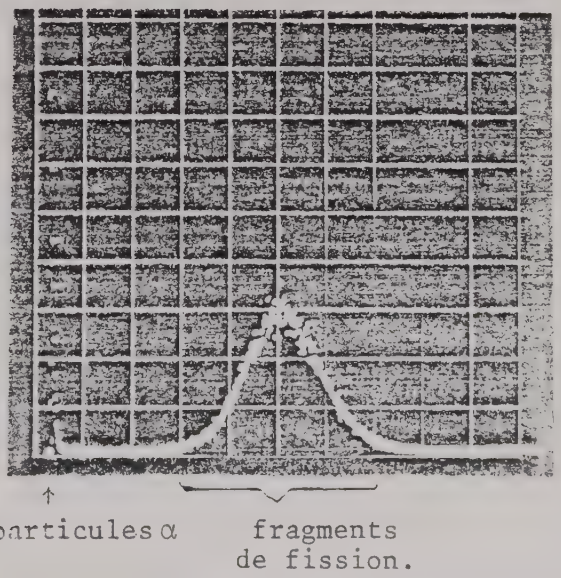


Fig. III.12 Spectre en hauteur d'impulsion obtenu lors d'un comptage avec une source de californium 252.

III. 3.2. Secteurs angulaires. Disposition géométrique

a) Principe de la mesure des angles d'émission des fragments de fission.

Si l'incidence d'un fragment détecté ne dépasse pas environ 60°, on peut estimer que la surface de la zone de collection des charges au niveau de l'anode reste petite, étant donné la faible distance entre les électrodes. On peut donc envisager une mesure de localisation en partageant l'anode en secteurs isolés les uns des autres avec prise du signal sur chacun de ces secteurs. Nous avons utilisé cette méthode pour effectuer la mesure des distributions angulaires des fragments de fission. Le principe de cette mesure est le suivant : nous avons vu précédemment (cf. Ch. II) que la direction de recul est fixe dans le laboratoire et que les distributions angulaires des fragments de fission présentent une isotropie azimutale par rapport à cette direction. Il suffit donc de mesurer l'angle θ_F du fragment détecté par rapport à la direction de recul (rappelons que cet angle est quasiment le même dans le laboratoire ou dans le C.M. du noyau de recul - cf. § II.2.2.b -). On voit que, dans le laboratoire, les fragments émis dans une bande angulaire $(\theta_F, \theta_F+\Delta\theta_F)$ donnée sont émis dans une *région spatiale comprise entre deux cônes de même sommet* (le lieu de l'impact du faisceau sur la cible) *et de même axe* (la direction de recul). Les intersections de ces cônes avec les plans constitués par les anodes des détecteurs à plaques parallèles sont donc des courbes coniques que l'on peut calculer connaissant l'emplacement des détecteurs par rapport à la cible et compte tenu de la cinématique de la réaction. A différentes bandes angulaires de l'angle θ_F d'émission des fragments, correspondent donc autant de secteurs sur les anodes des détecteurs (fig. III.13 a).

La matérialisation de ces secteurs est effectuée en réalisant un plan de l'anode et en faisant de ce dernier une image photographique à partir de laquelle on effectue ensuite un dépôt métallique sur une plaque isolante selon la même technique que celle employée pour fabriquer certains circuits imprimés. Une fois réalisée, l'anode se compose de secteurs métallisés, séparés par de l'isolant, les séparatrices sont les coniques mentionnées ci-dessus et chaque secteur métallisé reçoit les charges correspondant aux fragments émis dans une bande angulaire donnée.

La disposition géométrique des détecteurs par rapport à la cible a été calculée de telle sorte que tous les angles d'émission entre 0° et 90° soient couverts (fig. III.13 b et c). On a ainsi réalisé deux détecteurs comprenant

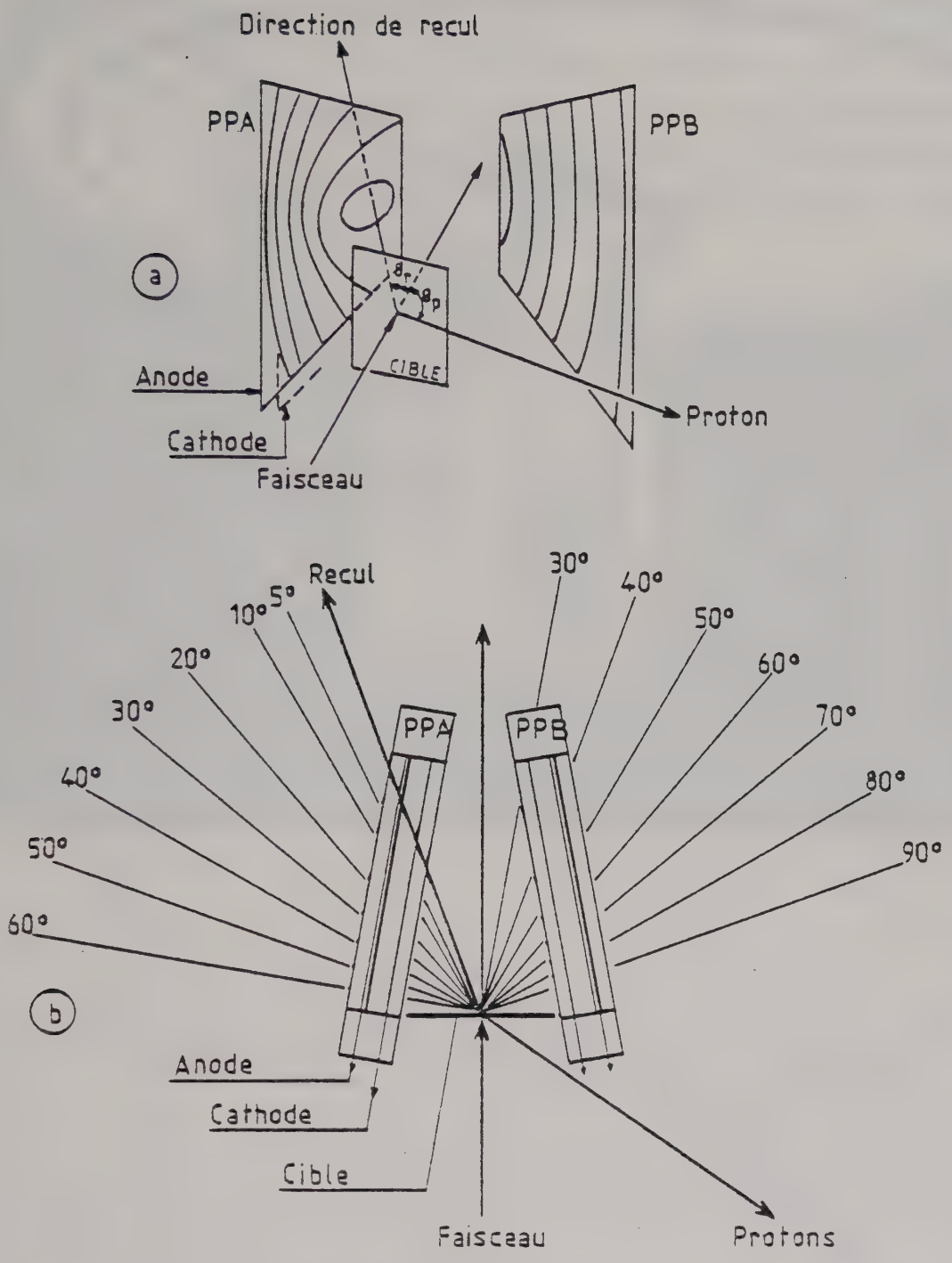


Fig. III.13. a et b. Schéma de principe de la mesure des angles d'émission des fragments de fission

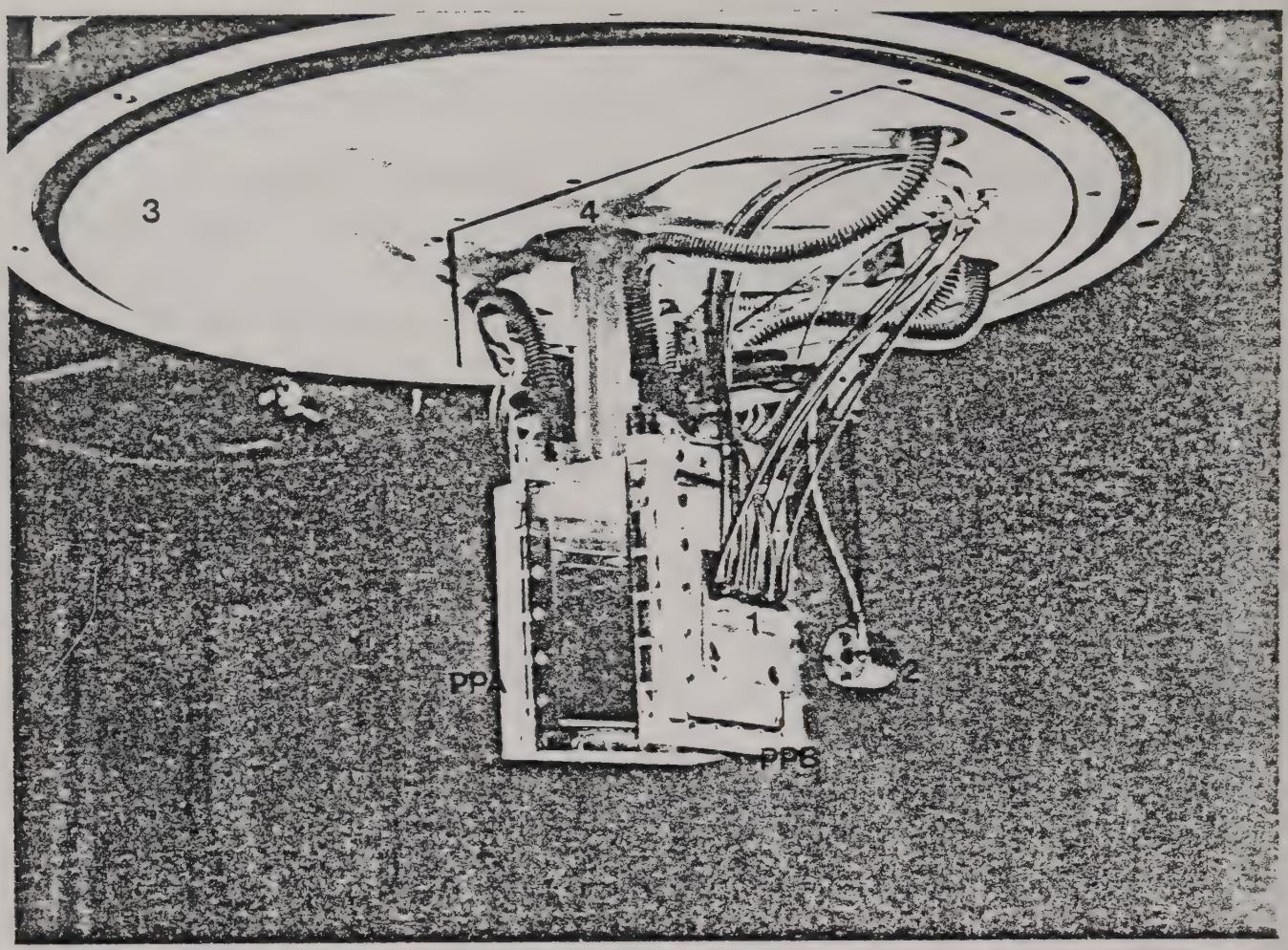


Fig. III.13.c. Vue d'ensemble des détecteurs à plaques parallèles. On voit, sur PPB, les prises de signal sur l'anode (1). (2) : cage de Faraday. (3) : Couvercle de la chambre à cibles. (4) : orifice d'introduction des cibles.

chacun sept bandes. Le premier détecteur (PPA) couvre une zone de 0° à 60° et le second (PPB) une zone 30° à 90°. Chaque bande couvre 10° (sauf les deux premières bandes de PPA = 0° - 5° et 5° - 10°). L'incidence maximale est de 65°. L'efficacité géométrique de l'ensemble des deux détecteurs est de 43,3 % (2,8 sr). Le calcul de l'équation des séparatrices dans un repère lié à chaque détecteur est présenté à l'Annexe II.

b) Influence de la cinématique

La figure (III-14) montre la variation de l'angle de recul θ_R^{lab} dans le laboratoire, en fonction de l'angle d'émission du proton θ_p^{lab} pour plusieurs noyaux cibles et plusieurs énergies incidentes. On voit que pour θ_p^{lab} supérieur à 120° environ, l'angle de recul dépend peu du noyau cible et de l'énergie incidente. Ceci offre l'avantage de pouvoir utiliser les mêmes détecteurs pour une gamme non négligeable en énergie incidente, et pour plusieurs noyaux cibles différents. En revanche, la gamme possible en angle de détection des protons ne peut pas être très étendue. Un jeu d'anodes donné ne peut donc servir que pour une seule valeur de l'angle de détection des protons (à environ 5° près).

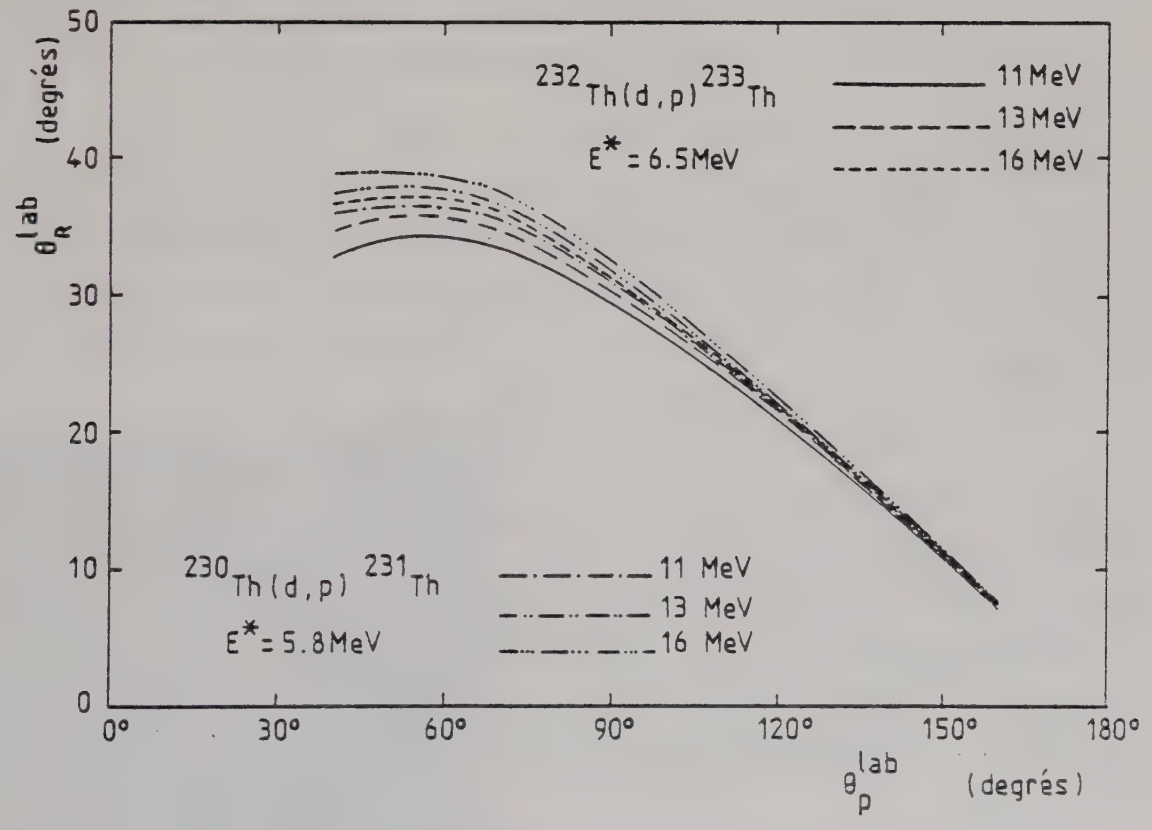


Fig. III.14. Angle de recul en fonction de l'angle d'émission du proton pour les deux noyaux cibles ^{230,232}Th et pour les trois énergies incidentes 11,13 et 16 MeV.

L'erreur, sur la mesure de l'angle d'émission du fragment de fission, qui résulte d'un changement de l'angle de recul est du même ordre que la variation de cet angle de recul. Pour une valeur θ_p^{lab} donnée, supérieure à 120° et dans les limites indiquées sur la figure (III-14) (noyau cible et énergie incidente), cette erreur est de l'ordre de 2° au maximum ce qui peut être négligé devant la gamme de 10° correspondant à chaque bande angulaire. Nous avons ainsi utilisé les mêmes détecteurs pour les deux expériences sur le thorium 230 et le thorium 232 (pour lesquelles nous rappelons les conditions cinématiques : E_d= 12 MeV pour ^{230}Th(d,pf) ; E_d = 13 MeV pour ^{232}Th(d,pf) et θ_p = 130° pour les deux réactions, cf.§ II.2.3).

c) Détermination du secteur correspondant au fragment détecté

Chaque secteur d'anode est percé d'un trou métallisé qui permet d'assurer le contact, par la face arrière de l'anode, entre le secteur considéré et la suite du circuit électronique. Les secteurs d'un même détecteur sont reliés en série par des lignes à retard identiques (r = 2 ns). On effectue une mesure de différence de temps entre les signaux provenant des deux extrémités de la ligne ainsi constituée (fig. III.15 a). Pour chaque détecteur, le spectre en hauteur d'impulsion fourni par le convertisseur temps amplitude (CTA) présente une suite de pics dont chacun correspond à un secteur. Ces pics sont séparés par des intervalles de temps de valeur commune : 2 × r = 4 ns (cf. fig. III.15 b).

Le CTA de l'un des deux détecteurs génère un niveau continu qui décale en hauteur d'impulsion son signal de sortie ce qui permet d'envoyer les signaux des deux CTA sur le même codeur. La figure III.16 montre le résultat obtenu, sous faisceau de deutons, avec une cible de thorium 232, sans coïncidence avec les protons. Le taux de comptage était de 30 000 coups par seconde. On voit que la séparation des bandes est très bonne.

Lorsque l'angle d'émission du fragment détecté correspond à une limite entre deux bandes angulaires, la charge collectée au niveau de l'anode peut être partagée entre deux secteurs voisins (notamment si l'incidence du fragment est importante - Fig. III.17). Ceci doit en principe conduire à l'apparition de pics "secondaires" entre les pics de la figure III.16(*). En fait, ce phénomène n'a pas été observé pour la raison suivante [MR 83] : le nombre d'électrons secondaires provenant des électrons primaires produits à une distance x de

(*) On peut le vérifier, à l'aide de la figure III.15, sur l'exemple suivant : pour une charge partagée entre les secteurs 1 et 2, le START est déclanché par le signal provenant du secteur 1 et le STOP par le signal provenant du secteur 2. Ceci donne lieu à un pic situé à r = 2 ns avant le pic "1" et à r = 2 ns après le pic "2".

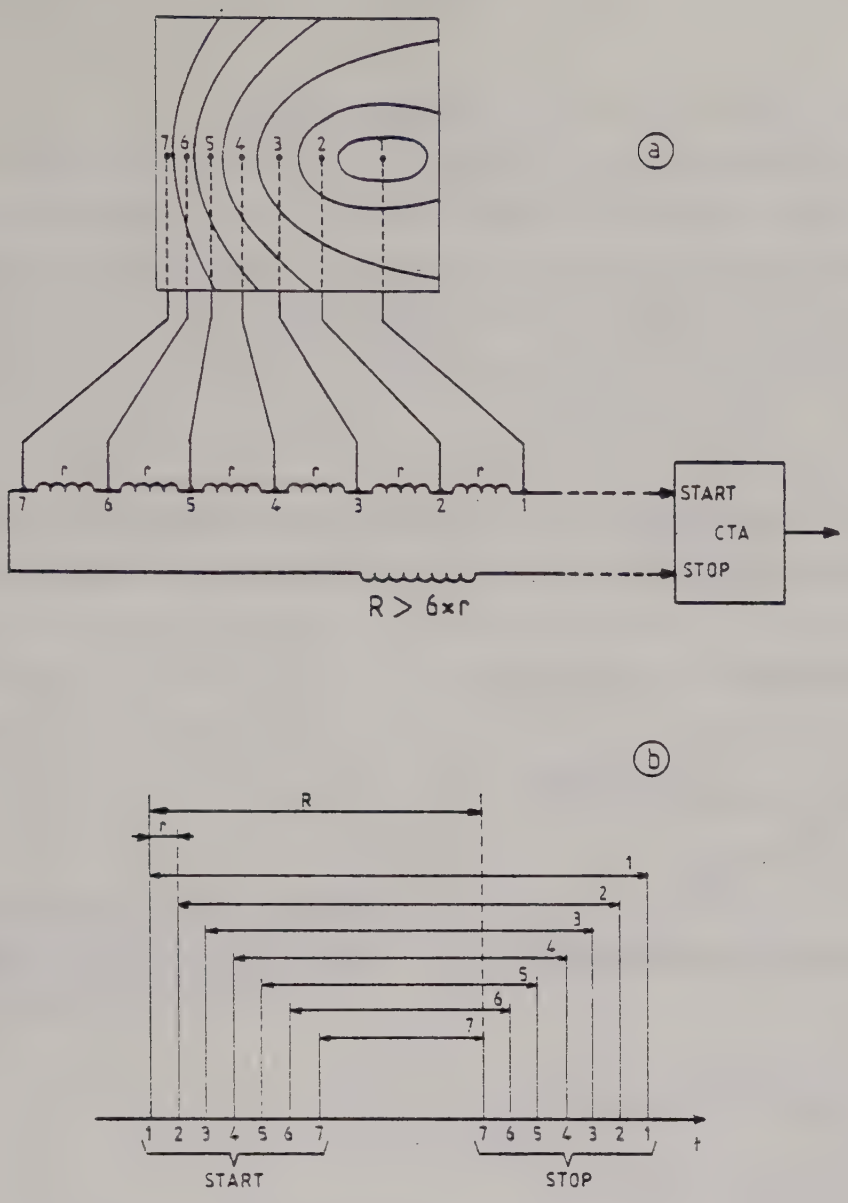


Fig. III.15. Schéma de principe de la mesure de localisation sur les anodes des détecteurs à plaques parallèles.

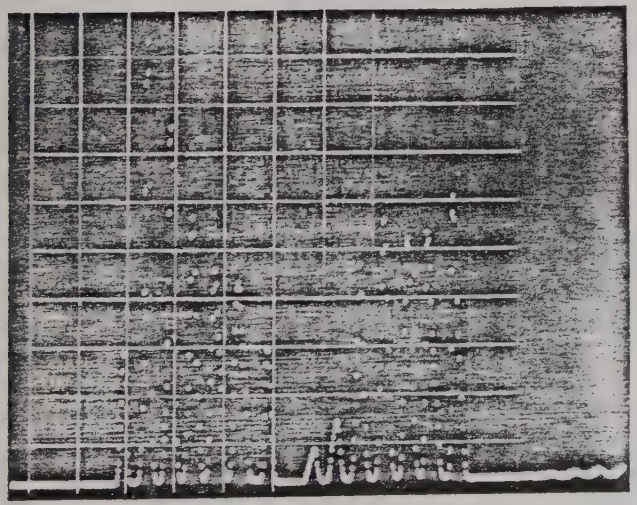


Fig. III.16. Spectre de localisation sur les anodes des détecteurs à plaques parallèles (obtenu sous fort taux de comptage). Chaque pic correspond à un secteur d'anode, c'est-à-dire à une bande angulaire d'émission des fragments de fission.

de l'anode (fig. III.17) suit une loi exponentielle :

$$N = N_o \exp(\alpha x)$$

où N_o est le nombre d'électrons primaires et α un coefficient de l'ordre de 100 cm^{-1}. On peut en déduire que la majeure partie de la charge collectée provient des électrons primaires produits très près de la cathode et, dans l'exemple de la figure III.17, c'est le secteur A qui fournit l'essentiel du signal. Le signal "parasite" produit au niveau du secteur B est très faible et se trouve éliminé par les seuils des discriminateurs, placés en amont des entrées des CTA (voir plus loin § III.5.1).

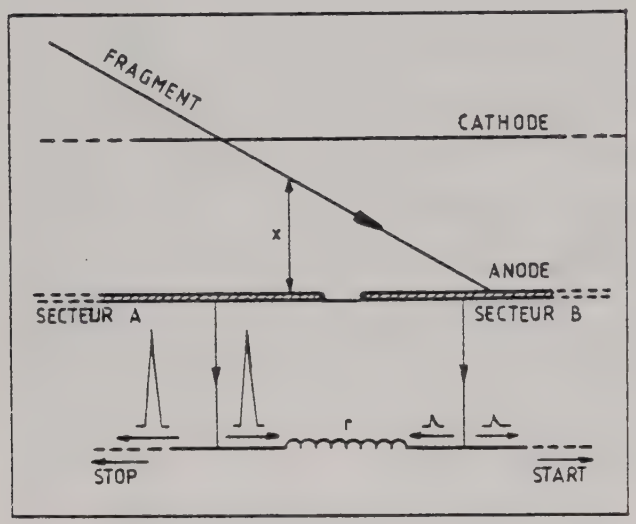


Fig. III.17 - Exemple de répartition du signal d'anode pour une détection au voisinage d'une séparatrice (voir texte).

III.4. COINCIDENCE PROTON-FISSION. CORRECTION DE TEMPS DE VOL

La sélection des évènements "(d,pf)" s'obtient en réalisant une coïncidence entre l'un ou l'autre des détecteurs de fission et le système de détection des protons. Les compteurs à fil possèdent une résolution en temps insuffisante (≃ 300 ns) pour permettre d'effectuer cette coïncidence. C'est pourquoi nous avons utilisé un scintillateur plastique.

III.4.1. Scintillateur plastique

Ce scintillateur est solidaire de la porte d'accès de la chambre de détection du QD3 (cf. fig. III.2.a). Ses dimensions sont :

longueur : 1m
hauteur : 5 cm
épaisseur : 6 mm.

Deux photomultiplicateurs sont placés à chaque extrémité. Les temps parcours de la lumière entre le point d'impact du proton détecté et les deux photo-multiplicateurs dépendent de ce point d'impact et sont généralement différents. Un dispositif électronique permet de compenser cet effet ("Meantimer") ce qui permet d'atteindre une précision en temps de 950 ps.

III.4.2. Mesure du temps de vol des protons

La mesure de coïncidence proton-fission est effectuée à l'aide d'un convertisseur temps-amplitude (C.T.A.). Ce dernier donne une mesure de la fluctuation du temps de vol des protons dans le QD3. Les taux de comptage sont nettement plus importants pour les détecteurs à plaques parallèles que pour le scintillateur plastique ; on envoie donc le signal du scintillateur sur le "START" du C.T.A. tandis que les signaux des deux détecteurs à plaques parallèles sont suffisamment retardés et envoyés sur le "STOP". Ce retard est constitué d'un retard global, placé après le "OU" entre les deux détecteurs, et d'un retard sur un seul détecteur afin d'obtenir deux pics de temps de vol séparés (fig. III.18.a).

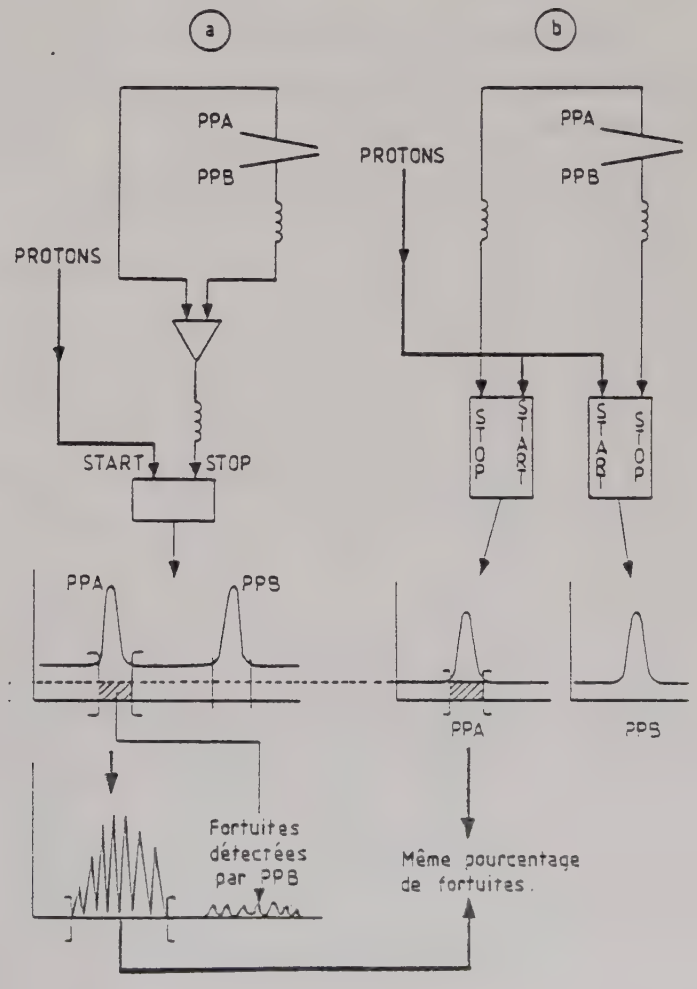


Fig. III.18 - Différentes possibilités (a et b) pour la mesure du temps de vol des protons (possibilité retenue pour l'expérience : a)

Cette façon de procéder semble conduire à l'obtention d'un taux de coïncidences fortuites deux fois plus élevé que dans le cas où on utilise deux C.T.A. indépendants (un pour chaque détecteur à plaques parallèles - fig. III.18.b). En fait, il n'en est rien car la moitié des coïncidences fortuites peut être éliminée dans le cas d'un C.T.A. commun : en effet, les coïncidences fortuites relatives à chaque pic ont autant de chances de provenir de l'un ou de l'autre détecteur ; or ces derniers sont "individualisés" sur le spectre qui fournit les bandes angulaires (cf. § III.3.2 c, fig. III.16). On peut donc mettre des fenêtres adéquates pour sélectionner les coïncidences fournies par l'un des détecteurs en éliminant les fortuites dues à l'autre détecteur (fig. III.18.a).

III.4.3. Correction de temps de vol

Les spectres en temps de vol obtenus présentent des pics de largeur à mi-hauteur égale à environ 20 ns. Cette largeur ne peut être expliquée par la résolution en temps de l'électronique qui est de l'ordre de 5 ns. Elle est due en fait à la dépendance du temps de vol du proton en fonction de la trajectoire qu'il emprunte dans le QD3. Ceci nous permet d'effectuer une correction du temps de vol du proton.

On a porté au tableau (III-7), les valeurs de la longueur de la trajectoire (entre la cible et la focale), pour différentes valeurs de ρ, $\Delta\theta$ et $\Delta\phi$. On peut observer une dépencance de la longueur de la trajectoire en fonction de ρ et de $\Delta\theta$. La dépencance en fonction de $\Delta\phi$ est quasiment inexistante.

Tableau III-7 [Ga 81]

$\Delta\theta$ (mrd)	$\Delta\phi$ (mrd)	Longueur trajectoire en cm (à 0,5 cm près) pour :		
		ρ = 81 cm	ρ = 90 cm	ρ = 99 cm
- 60	0	635	667	721
- 30	0	653	686	740
0	0	674	708	763
30	0	698	734	791
60	0	725	765	826
- 60	35	635	667	721
- 30	35	653	686	740
0	35	674	708	763
30	35	698	735	791
60	35	725	766	827
- 30	70	653	686	740
0	70	674	709	764
30	70	699	736	792

Le temps de vol est donné par :

$$t(\rho,\Delta\theta) = L(\rho,\Delta\theta)\times\frac{\sqrt{m^2 + \left(\frac{B\rho Z}{K}\right)^2}}{\left(\frac{B\rho Z}{K}\right)c} \qquad \text{(III.5)}$$

avec : $t(\rho,\Delta\theta)$: temps de vol en secondes

$L(\rho,\Delta\theta)$: longueur de la trajectoire en cm.

m : masse de l'ion en MeV

Z : état de charge de l'ion en u.e.s.

B : champ magnétique dipolaire en gauss

ρ : rayon de courbure en cm

c : vitesse de la lumière en cm/s

K = 3335,641 (coefficient de normalisation).

On a porté, sur la figure (III.19), les matrices : $(\Delta\theta \times t)$ et $(\rho \times t)$, en indiquant les zones de détection des protons pour B = 4850 Gauss (champ correspondant à des protons d'énergie environ 9 MeV). La zone comprise entre les lignes en pointillé correspond à la plage couverte par nos compteurs. On constate sur la première matrice (fig. III.19.a), que la "largeur en temps de vol" de la zone en pointillé ($\delta t \simeq 5$ ns) est petite devant la variation de ce temps de vol entre les valeurs extrêmes de $\Delta\theta$ ($\Delta t \simeq 20$ ns). Cette variation est quasiment linéaire et on peut donc considérer que les évènements correspondant à la zone en pointillé se répartissent "autour" d'une droite d'équation :

$$t = \alpha\Delta\theta + t_o \qquad \text{(III.6)}$$

dont on peut déterminer expérimentalement la pente α (en constituant la matrice). Si t_m est le temps de vol mesuré, le temps de vol corrigé est donné par :

$$t_c = t_m - \alpha\Delta\theta \qquad \text{(III.7)}$$

Sur une matrice : $(\Delta\theta \times t_c)$, on obtient donc une zone de détection "redressée" dont la projection sur l'axe de temps de vol possède une largeur de l'ordre de δt, alors que, sans correction, cette largeur serait de l'ordre de Δt.

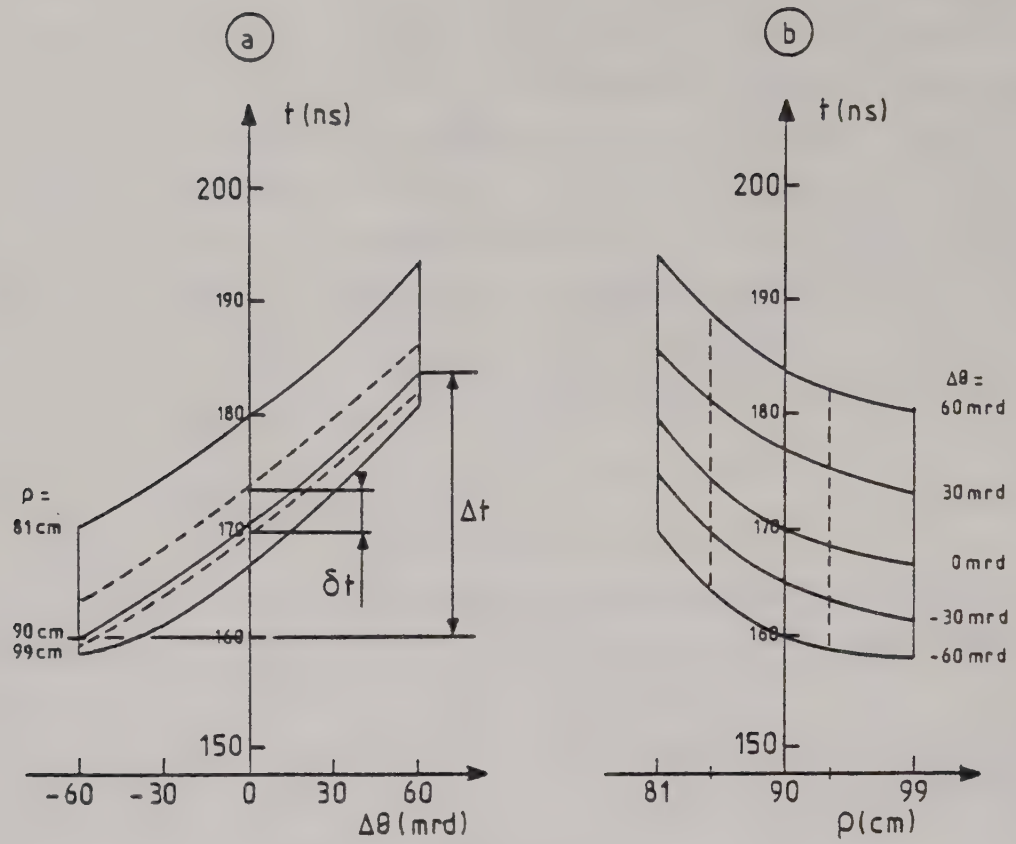


Fig. III.19 - Matrices (Δθ×t) et (ρ×t) pour des protons et pour un champ dipolaire de 4850 Gauss.

Un spectre en temps de vol corrigé présente donc des pics plus étroits qu'un spectre en temps de vol "brut". D'autre part, le fond de coïncidences fortuites n'est pas modifié par cette correction. On peut donc améliorer le rapport : (coincidences vraies/coïncidences fortuites) et accepter des taux de comptage plus élevés.

La figure III.20 montre un spectre en temps de vol "brut" et le spectre correspondant en temps de vol corrigé. On voit que la correction améliore assez sensiblement le rapport "vraies sur fortuites". On obtient une largeur à la base d'environ 12 ns pour les pics en temps de vol corrigé. On peut envisager de même une correction tenant compte de la variation du temps de vol en fonction de ρ. Cependant, celle-ci n'est pas utile car elle serait inefficace ; on voit en effet (fig. III.19 b) que la zone "redressée" est quasiment identique à la zone non redressée. Nous avons, au cours d'essais, constitué la matrice : (ρ × t) pour vérifier que cette correction n'était effectivement pas nécessaire.

D'un point de vue pratique, la détermination de l'écart angulaire $\Delta\theta$ se fait à partir des coordonnées X_1 et X_2 de l'intersection de la trajectoire avec les fils des compteurs. Pour une valeur X_1 donnée, l'intersection de la trajectoire centrale, correspondant à : $\Delta\theta = 0$, avec le deuxième fil est donnée par : $\tilde{X}_2(X_1)$ (voir § III.2.3).

Pour une trajectoire quelconque coupant le second fil en X_2 et caractérisé par une certaine valeur de $\Delta\theta$, on voit que $\Delta\theta$ est une fonction monotone de : $\Delta X_2 = X_2 - \tilde{X}_2(X_1)$.

La quantité $\tilde{X}_2(X_1)$ peut être calculée au préalable et introduite dans les mémoires du calculateur d'acquisition (tables numériques indicées par X_1 - cf. Annexe I). On peut donc calculer en ligne la valeur de ΔX_2 et constituer une matrice ($\Delta X_2 \times$ t) analogue à la matrice ($\Delta\theta \times$ t) de la figure III.19.a. On peut ainsi déterminer le coefficient α de l'expression (III.7), (plus exactement un coefficient analogue) et l'introduire en mémoire du calculateur qui peut alors effectuer la correction de temps de vol en ligne (cette correction peut être d'ailleurs "reprise" au dépouillement).

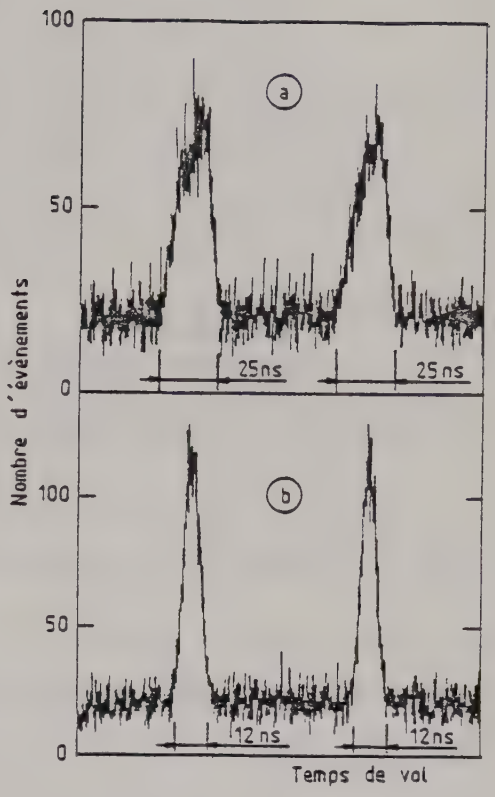


Fig. III.20 : Spectre en temps de vol "brut" (a) et corrigé (b), obtenu au cours d'une accumulation de quelques heures (réaction : $^{232}Th(d,pf)$)

III.4.4. Taux de comptage obtenus

Dans le tableauIII-8 sont portées les valeurs des taux de comptage obtenus lors d'une prise données effectuées avec la réaction $^{230}Th(d,pf)$.

On obtient pour le rapport : (coïncidences fortuites)/(coïncidences vraies + fortuites) la valeur de 11 %. Lorsqu'on porte l'intensité du faisceau à 260 nA (*),

(*) Ordre de grandeur de l'intensité maximale pouvant être délivrée (à cause de l'irradiation importante du tube accélérateur par les neutrons produits).

Tableau III.8

Réaction : ^{230}Th(d,pf)	Nature de la détection	Taux de comptage en coups/seconde
E_d : 12 MeV	Fissions PPA	11100
ϑ_p : 130 °	Fissions PPB	9650
Epaisseur cible : 170 µg/cm^2	Evènements "(d,p)" (*)	1,5
Intensité faisceau : 180 nA	Evènements "(d,pf)" (*)	0,007
Durée de la prise de données : 4 h	Coïncidences fortuites (**)	0,0008

(*) Les évènements "(d,p)" et "(d,pf)" correspondent à la résonance à 720 keV - énergie neutrons - la largeur de la zone considérée est de 50 keV.

(**) Temp de coïncidence : 12 ns environ, valeur obtenue en tenant compte de la correction de temps de vol.

ce rapport passe à environ 17 %. Dans ce cas, le taux de comptage des évènements "(d,pf)" - dans la résonance à 720 keV - est, en moyenne,(*) de 85 coups par semaine (5 jours) et par keV.

Les résonances fines attendues ayant des largeurs d'environ 7 keV, on peut constituer les spectres d'évènements "(d,pf)" sur une base de 2 keV par canal en deux semaines (10 jours) de temps de faisceau. Dans le tableau III-9, on a porté les nombres d'évènements obtenus lors de nos prises de données.

Tableau III-9

Réaction	Temps de faisceau imparti (semaines de 5 j)	Temps de faisceau utilisé (heures) (*)	Nombre maximum d'évènements par canal de 2 keV dans les résonances (**)
1ère expérience ^{232}Th(d,pf)	1	∿ 65	95
2ème expérience ^{232}Th(d,pf)	2	∿ 145	217
3ème expérience ^{230}Th(d,pf)	5	∿ 400	∼ 500

(*) Le temps correspondant aux évènements rejetés au niveau du dépouillement n'est pas compté (cf. §III.2.4.b)

(**) Sans conditionnement sur les angles d'émission des fragments de fission

(*) Moyenne par rapport à l'énergie.

III.5. ELECTRONIQUE ET ACQUISITION

III.5.1. Dispositif électronique de prise des données

Le schéma de principe du dispositif électronique de prise des données est présenté sur la figure (III.21). Ce dispositif remplit le rôle suivant :

i) amplification et mise en forme des impulsions provenant des compteurs à fil.

ii) mesure du temps de vol des protons (CTA"TV")

iii) mesure de localisation sur les détecteurs à plaques parallèles (CTA "PPA" et CTA "PPB").

iv) déclenchement de l'acquisition et transmission aux codeurs des six impulsions suivantes :

- impulsions correspondant aux quatre extrémités des deux compteurs :

  Fil 1 basse énergie (*) codeur "Q1BE" ..... (1)
  Fil 1 haute énergie codeur "Q1HE"..... (2)
  Fil 2 basse énergie codeur "Q2BE"..... (3)
  Fil 2 haute énergie codeur "Q2HE"..... (4)

- impulsion fournie par le CTA "TV" : codeur "TV"..... (5)

- impulsion fournie par l'un ou l'autre des deux CTA "PPA" ou "PPB" : codeur "PP LOC"..... (6)

Coïncidence lente : 1er compteur-scintillateur

On établit une coïncidence entre le scintillateur plastique et le premier compteur ("COINC (d,p)") selon le principe suivant : au moment du passage du proton dans le compteur on déclanche un signal logique de longueur suffisante (500 ns) ; le signal du scintillateur plastique convenablement retardé (R1) apparaît à l'intérieur de cette "porte" et le CTA "TV" est donc déclenché par le signal du scintillateur à condition que la "porte" soit présente. On a vu précédemment (§ III.1.1) que cette coïncidence est nécessaire pour sélectionner les protons car le scintillateur enregistre des évènements parasites dus à une production abondante de neutrons au niveau de la cage de Faraday.

(*) Basse énergie = extrémité du compteur située vers les trajectoires des protons dont l'énergie est la plus basse (idem pour "haute énergie").

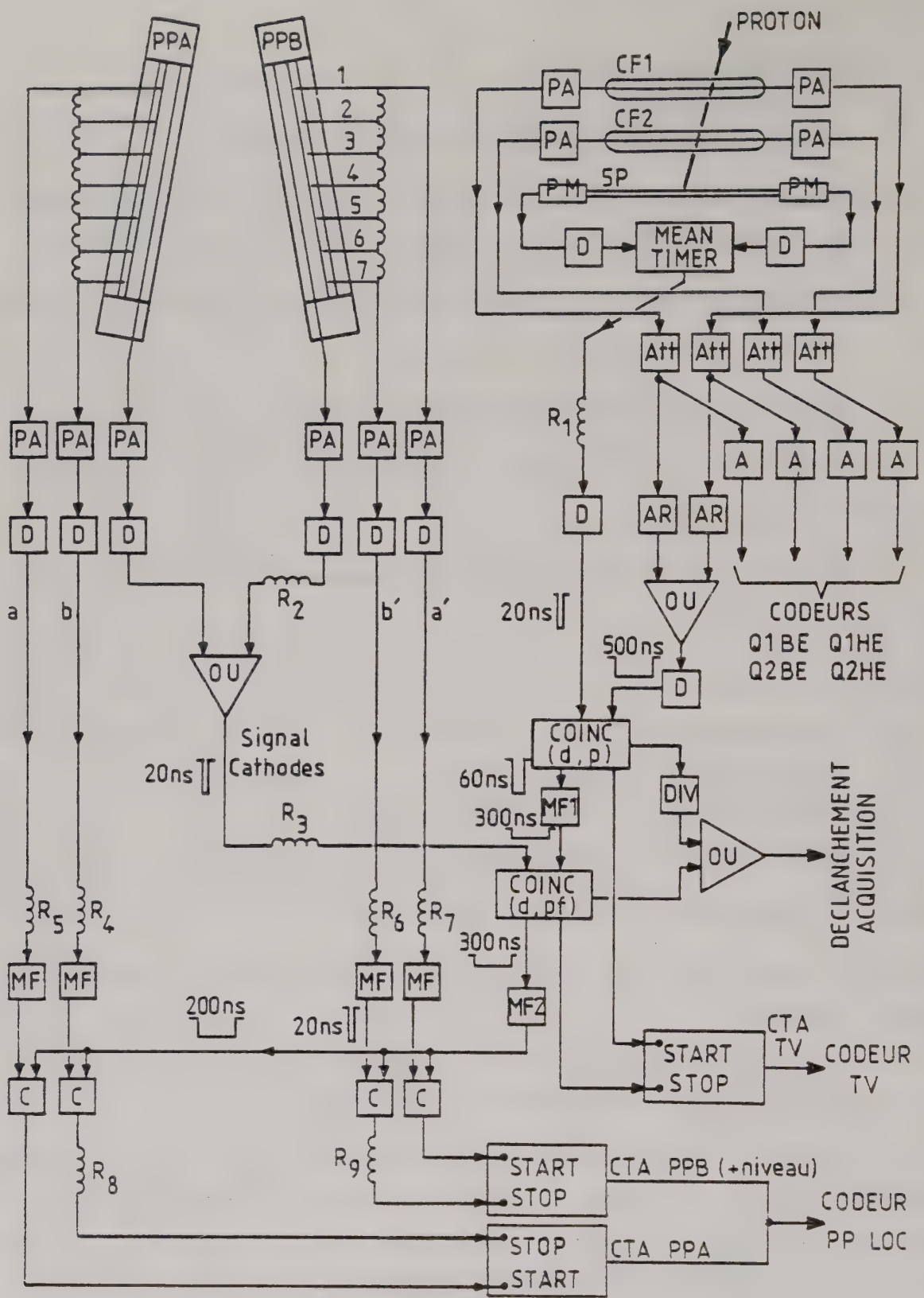


Fig. III.21 Schéma du dispositif électronique de prise des données

PA : pré-amplificateur
A : amplificateur linéaire
AR : amplificateur rapide
Att : atténuateur
PM : Photo multiplicateur
D : discriminateur
DIV : diviseur
MF : "remise" en forme (nécessité par les retards)
C : circuit de coïncidence
CTA : convertisseur temps-amplitude

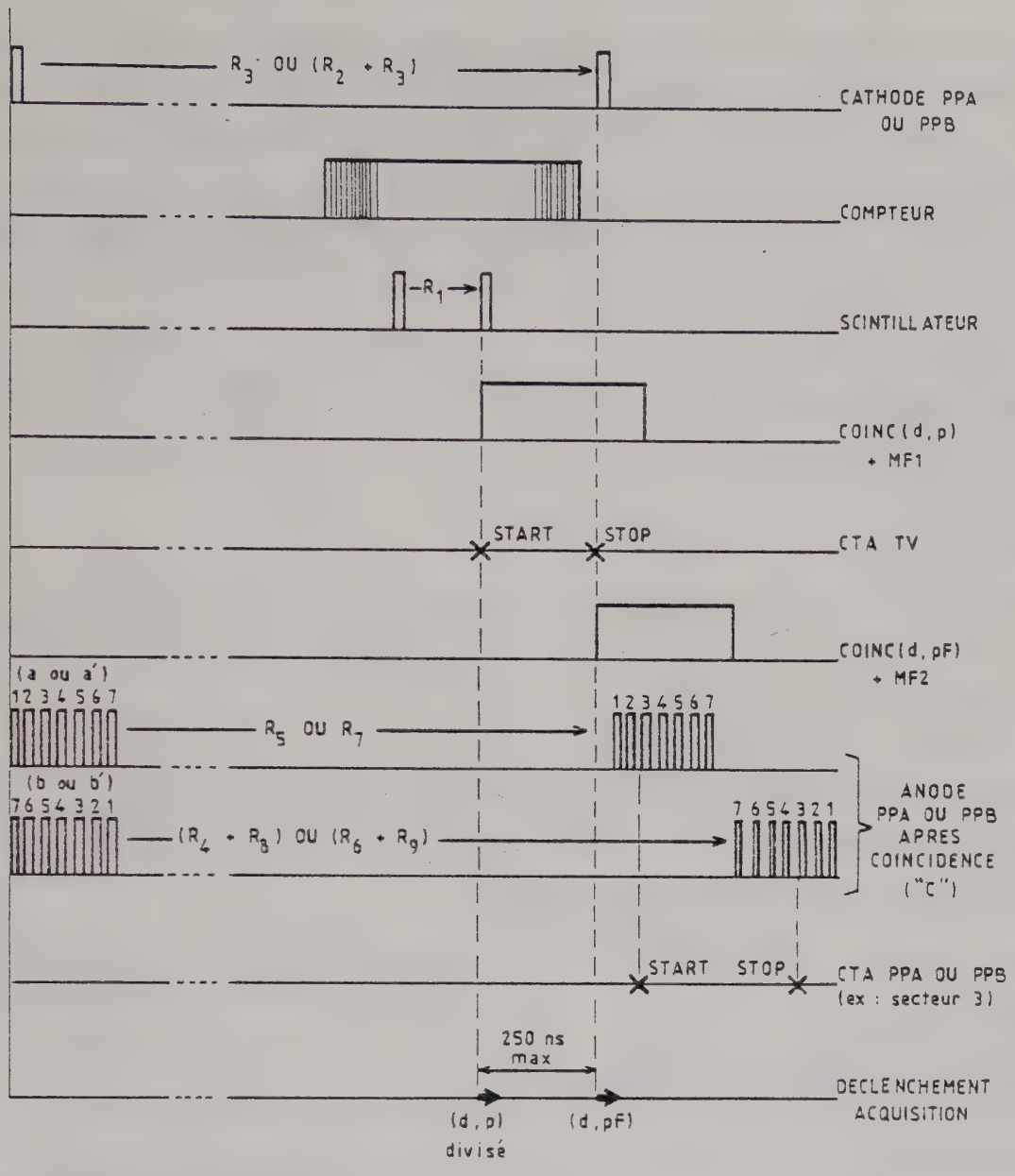


Fig. III.22. Situations en temps des différents signaux rapides

Coïncidence "d,pf" et déclenchement des CTA "PPA" et "PPB"

Une coïncidence est ensuite établie entre le signal provenant de la coïncidence "d,p" (voie proton) et la voie fission. Cette dernière correspond au signal provenant de l'une ou l'autre des cathodes des détecteurs à plaques parallèles, ce signal est retardé (R_3) pour être mis en temps avec le signal de la voie proton, lequel est rallongé en conséquence (MF1). Un retard supplémentaire sur l'un des détecteurs (R_2) permet d'obtenir deux pics séparés sur le spectre en temps de vol (cf. § III.4.2, fig. III.18 a). Cette coïncidence "(d,pf)" sert essentiellement à déclancher les CTA "PPA" ou "PPB" uniquement lorsqu'un proton est détecté, l'information en localisation sur les détecteurs de fission étant inutile dans un autre cas.

Déclenchement de l'acquisition

Nous recueillons les évènements "d,pf" et, également, les évènements "d,p" pour déterminer ultérieurement la probabilité de fission. L'acquisition est donc déclenchée par le signal provenant d'un "OU" établi entre la sortie de la coïncidence "(d,p)" et la sortie de la coïncidence "(d,pf)". Le taux de comptage des évènements "(d,p)" étant assez important, nous avons intercalé un diviseur entre la coïncidence "(d,p)" et le "OU", pour ne retenir qu'une fraction de ce type d'évènement.

On a porté sur la figure III.22 les différents signaux rapides en fonction du temps.

III.5.2. Acquisition des données

L'acquisition des données est effectuée à l'aide d'un calculateur "VARIAN 73". Un interface "MATIN 16" (DPh-N/BE) assure la liaison entre les codeurs et le calculateur. Les impulsions qui proviennent des compteurs à fil sont codées sur 8192 canaux (Q1BE, Q1HE, Q2BE, Q2HE) ; celles provenant des CTA (TV et PPLOC) sur 1024 canaux.

Sur la figure (III.23) est présenté un organigramme de principe du programme d'acquisition. Ce dernier fonctionne selon deux options principales :

(1) Une option dite "option matrice", utilisée en début d'expérience, dont la fonction est de constituer et de visualiser sur écran la matrice $\Delta n_2 \times TV$, matrice analogue à la matrice $\Delta\theta \times t$ de la figure III.19 a. La cons-

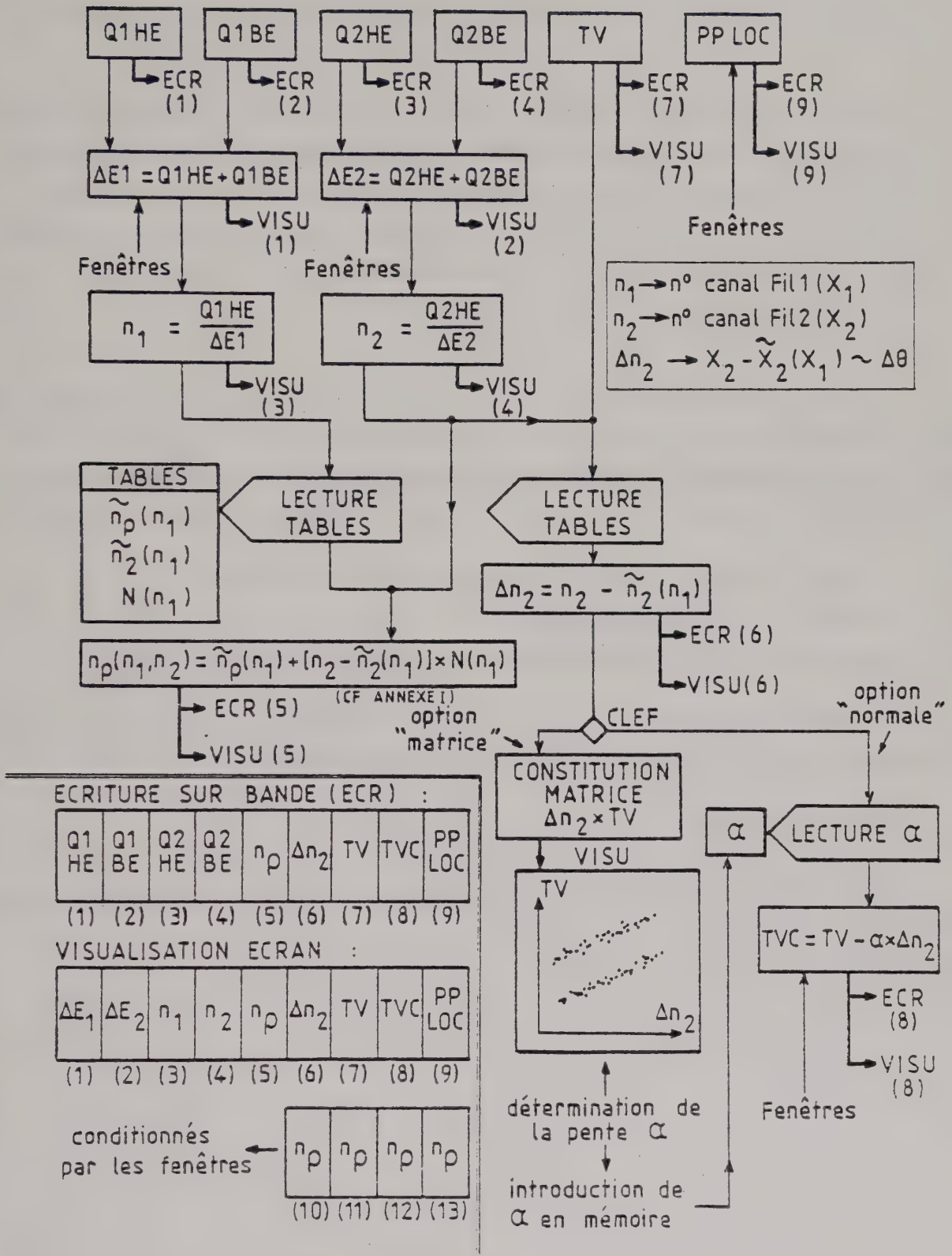


Fig. III.23. Schéma synoptique du programme d'acquisition

titution de cette matrice (qui nécessite environ une heure d'accumulation) nous permet de déterminer la valeur d'un paramètre analogue à la pente α (cf. expression III.7). Cette valeur est ensuite introduite en mémoire du calculateur.

(2) Une option dite "normale" qui sert à effectuer le travail d'acquisition proprement dit (pré-traitement, constitution et visualisation des spectres sur écran, écriture sur bande magnétique). Sous cette option, le calculateur utilise la valeur α déterminée précédemment pour constituer, en ligne, le spectre de temps de vol corrigé (TVC).

Visualisation sur écran

On peut visualiser un total de 13 spectres (cf. fig. III.23). Les quatre derniers spectres sont des spectres en fonction du rayon de courbure ρ et chacun d'eux peut être conditionné par quatre fenêtres. Ces fenêtres correspondent aux paramètres :

. pertes d'énergie dans les compteurs (ΔE_1 et ΔE_2)
. temps de vol corrigé (TVC)
. localisation sur les détecteurs à plaques parallèles (PPLOC).

On peut ainsi obtenir les spectres de coïncidences vraies et de coïncidences fortuites relatifs à chacun des détecteurs de fission.

Ecriture sur bande

Les informations écrites sur bande magnétique comprennent celles qui proviennent directement des six codeurs (Q1BE, Q1HE, Q2BE, Q2HE, TV, PPLOC), auxquelles on a ajouté les informations : n_p, Δn_2 et TVC.

Chapitre IV

RESULTATS

INTRODUCTION

Nous présentons dans ce chapitre les résultats d'une série d'expériences effectuées sur les réactions suivantes :

- Réaction $^{230}Th(d,pf)^{231}Th$ (§ IV.1)
- Réaction $^{232}Th(d,pf)^{233}Th$ (§ IV.2)
- Réaction $^{232}Th(^{3}He,\alpha f)^{231}Th$ (§ IV.3, conclusions d'un essai effectué pour cette réaction).
- Réaction $^{233}U(d,pf)$ (§ IV.4).

IV.1. REACTION $^{230}Th(d,pf)^{231}Th$

IV.1.1. Probabilité de fission

Nous avons porté sur la figure IV.1.a, la probabilité de fission en fonction de l'énergie d'excitation. La plage couverte (5,6 MeV < E^* < 6,2 MeV) correspond à l'ensemble de la plage de détection de nos compteurs. A titre de comparaison, nous avons porté le résultat d'une mesure effectuée par B.B. Back et al. en 1972 [Ba 72] (fig. IV.1.b) La plage que nous avons explorée correspond, sur cette dernière figure, à une douzaine de points expérimentaux ce qui donne 40 keV par canal. Notre mesure a été effectuée sur une base de 2,13 keV par canal.

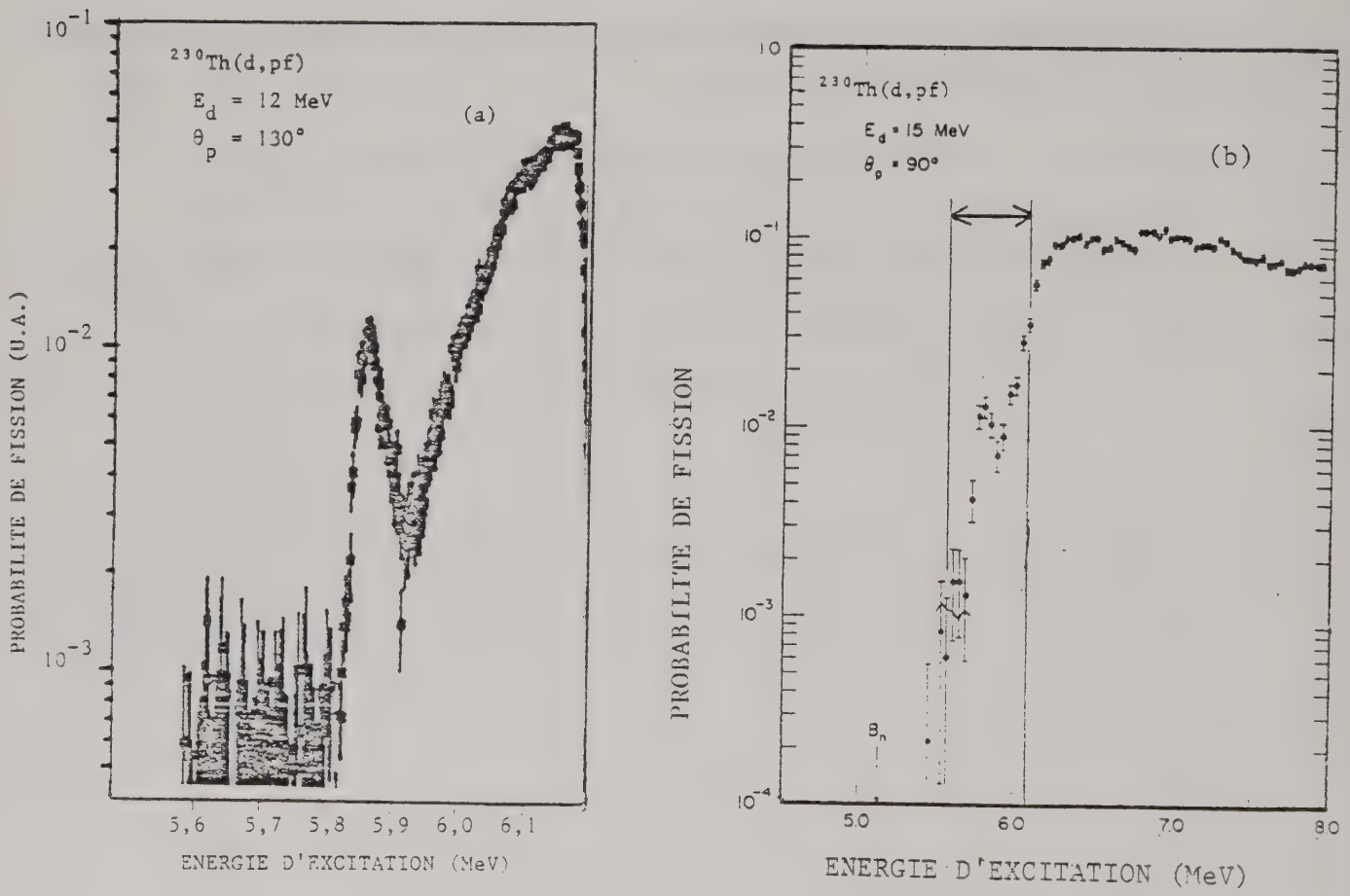


Fig. IV.1. a et b. Probabilité de fission de la réaction $^{230}Th(d,pf)$ pour :
a) E_d = 12 MeV, θ_p = 130° (nos résultats).
b) E_d = 15 MeV, θ_p = 90° (d'après [Ba 72])
(double flèche : plage correspondant à nos compteurs)

Sur les figures IV.1.c et IV.1.d, nous présentons respectivement la probabilité de fission de la réaction ^{230}Th(d,pf) (idem que la fig. IV.1.a, en échelle linéaire) et la section efficace de la réaction ^{230}Th(n,f) (pour la plage en énergie correspondant à nos compteurs). Sur ces deux figures, nous observons en fait la même résonance à partir de deux réactions différentes. Par la suite nous l'appelerons "résonance à 5,85 MeV d'énergie d'excitation" ou "résonance à 720 keV - énergie de neutrons -").

On voit que la section efficace, dans la région de la "remontée" vers le seuil, est plus importante - relativement à la résonance - en réaction (d,pf) qu'en réaction (n,f). Il en résulte que, sous la résonance, le fond dû à la remontée doit être pris en compte dans l'analyse des résultats "(d,pf)" alors que ce fond peut être négligé dans le cas de la réaction (n,f). Nous reviendrons, au cours de l'analyse, sur l'origine de ce fond plus important en réaction (d,pf).

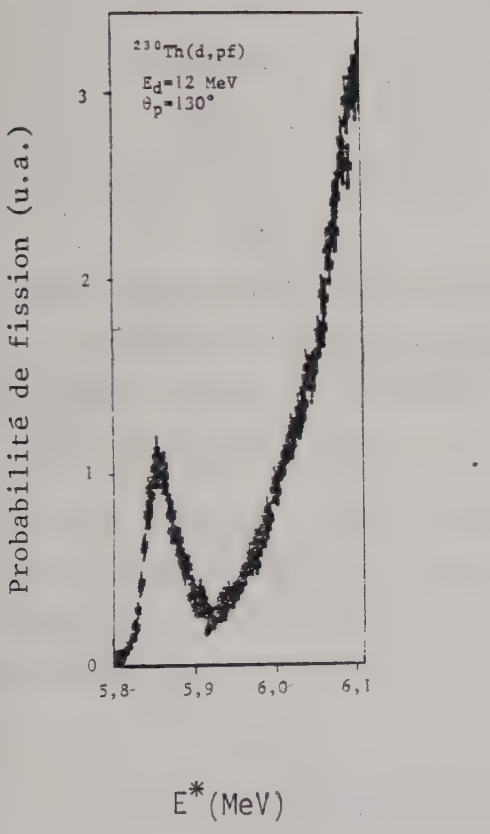


Fig. IV.1 c. Probabilité de fission de la réaction ^{230}Th(d,pf) (nos résultats).

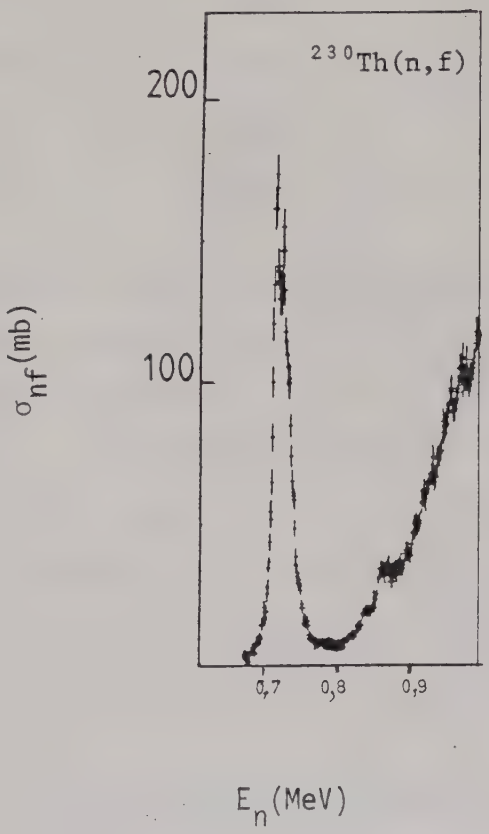


Fig. IV.1 d. Section efficace de la réaction ^{230}Th(n,f) (d'après [Bl 78]).

IV.1.2. Examen de la résonance à 5,85 MeV

Nous allons maintenant examiner en détail la résonance qui nous intéresse, c'est-à-dire la résonance à 5,85 MeV d'énergie d'excitation.

a) Probabilité de fission avec conditionnement sur les angles d'émission des fragments de fission.

On présente, sur la figure IV.2, quatre spectres de probabilité de fission, pour la région de la résonance. Ces quatre spectres correspondent respectivement aux conditions suivantes concernant l'angle θ_f d'émission des fragments de fission (*) :

$0° < \theta_f < 90°$ (fig. IV.2.a, probabilité de fission ; détail de la fig.IV.1.c entre 5,81 MeV et 5,98 MeV).

$0° < \theta_f < 30°$ (fig. IV.2.b, probabilité de fission conditionnée)

$30° < \theta_f < 60°$ (fig. IV.2.c, " " ")

$60° < \theta_f < 90°$ (fig. IV.2.d, " " ")

L'examen de ces différents spectres montre la mise en évidence d'une structure fine (flèches). D'autre part, on peut voir que les résonances "fines" possèdent des intensités relatives différentes selon le conditionnement effectué sur l'angle θ_f.

Ceci est caractéristique d'un "effet de spin" qui s'explique par le fait que les distributions angulaires des fragments sont différentes selon les valeurs de J. Qualitativement, on peut donc dire que l'observation des probabilités de fission conditionnées nous indique la présence de résonances qui correspondent à des spins *différents*.

b) Distributions angulaires des fragments de fission

Nous avons porté sur la figure IV.3, les distributions angulaires des fragments de fission pour différentes bandes en énergie d'excitation, choisies

(*) Rappelons qu'il s'agit de l'angle d'émission par rapport à la direction de recul.

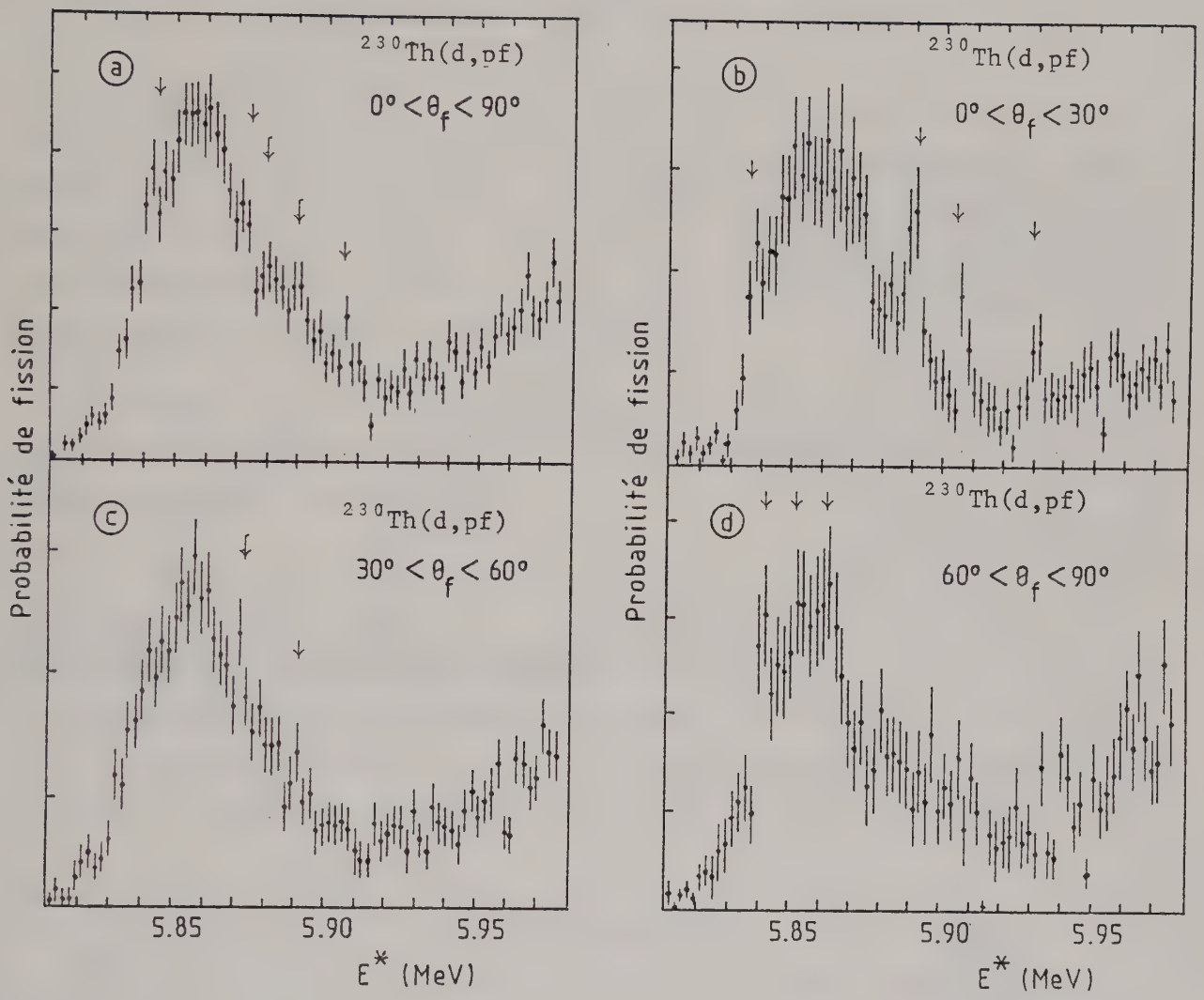


Fig. IV.2. Probabilité de fission (a) et probabilité de fission conditionnées (b,c,d), dans la région de la résonance à 5,85 MeV de la réaction ^{230}Th(d,pf) (E_d = 12 MeV, θ_p = 130°).

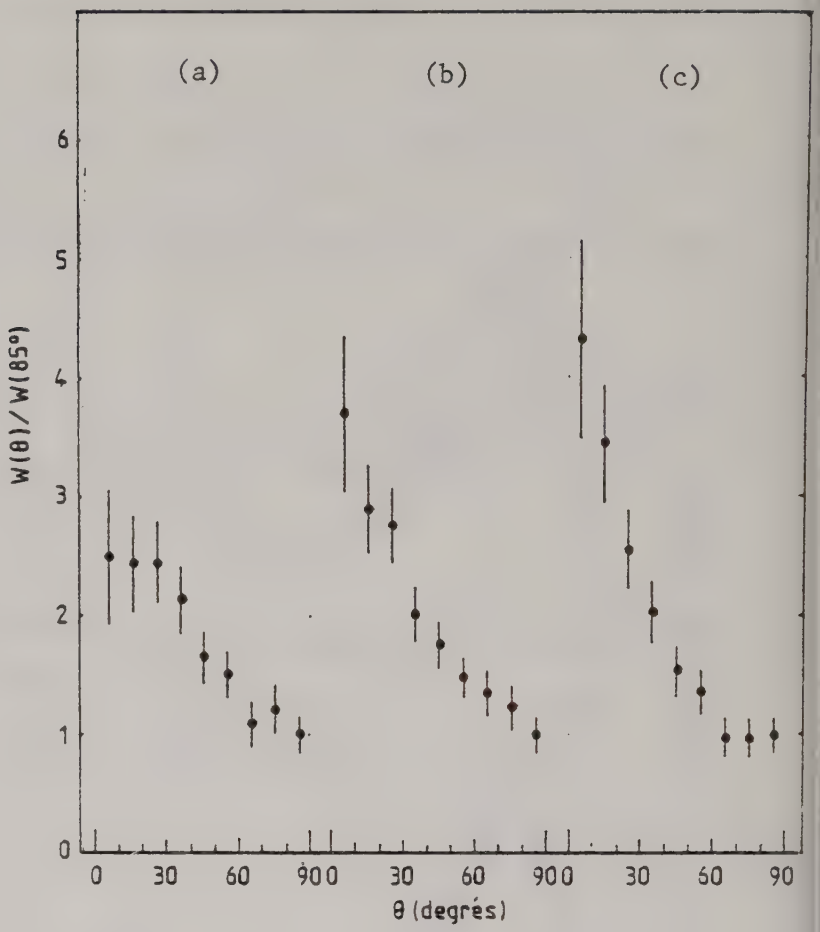


Fig. IV.3. Distributions angulaires des fragments de fission pour différentes bandes en énergie d'excitation dans la résonance à 5,85 MeV de la réaction $^{230}Th(d,pf)$:

(a) : 5,826 MeV<E^*<5,850 MeV

(b) : 5,848 MeV<E^*<5,871 MeV

(c) : 5,869 MeV<E^*<5,892 MeV

(bandes indiquées sur la figure IV-4, ci-dessous)

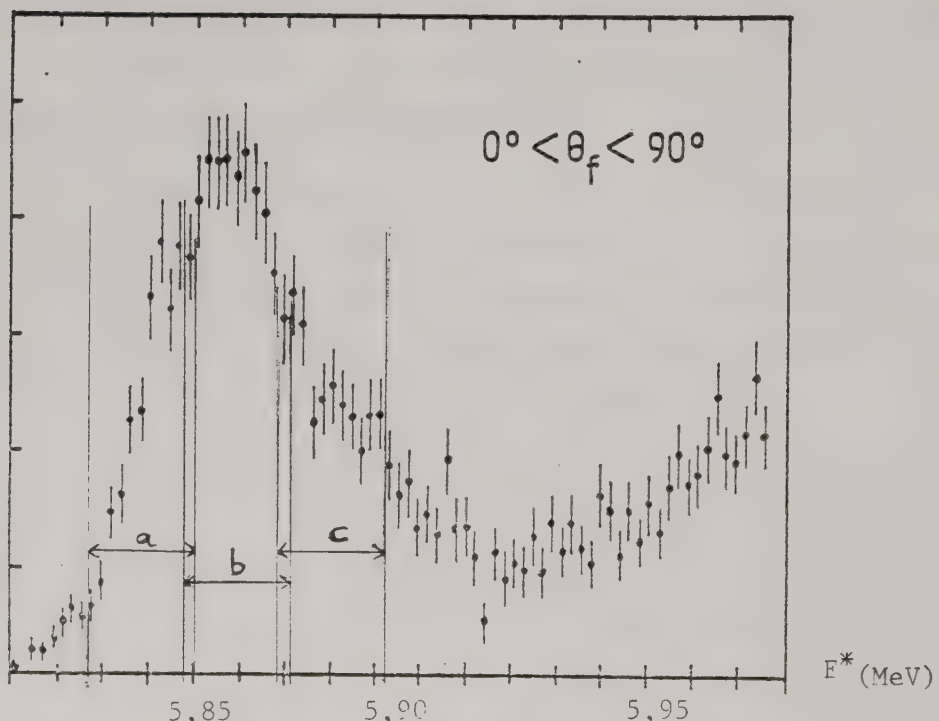


Fig. IV.4

dans la résonance à 5,85 MeV (ces bandes sont indiquées sur la figure IV.4) :

Fig. IV.3.a : 5,826 MeV < E^* < 5,850 MeV bande "a"

Fig. IV.3.b : 5,848 MeV < E^* < 5,871 MeV bande "b"

Fig. IV.3.c : 5,869 MeV < E^* < 5,892 MeV bande "c"

Les points expérimentaux correspondent aux bandes angulaires : 0°- 10°, 10° - 20°,..., 80°-90°. Les valeurs reportées sont normalisées à la valeur obtenue pour la bande angulaire : 80°-90°. Ces distributions angulaires correspondent donc au rapport : $W(\theta_f)/W(85°)$. (L'expression théorique de $W(\theta)$ sera donnée ultérieurement). Au vu de ces distributions angulaires, on peut faire les deux constatations suivantes :

1) Toutes les distributions angulaires sont maximales pour 0° (plus exactement pour la bande angulaire 0°-10°). Nous verrons que ceci est caractéristique d'une valeur K = 1/2.

2) Lorsque l'énergie d'excitation augmente, le rapport d'anisotropie : W(5°)/W(85°) augmente également. Ce comportement indique que les résonances de la structure fine possèdent des spins croissant en fonction de l'énergie d'excitation de manière tout-à-fait compatible avec l'hypothèse de bandes de rotation construites sur un état K = 1/2. Nous reprendrons cette question au moment de l'analyse (Chapitre V).

IV.2. REACTION ^{232}Th(d,pf)^{233}Th

Nous avons reporté sur la figure IV.5, les probabilités de fission conditionnées : $0° < \theta_f < 30°$ et $40° < \theta_f < 70°$ pour la réaction ^{232}Th(d,pf)(*) [Fa 81]. On voit les deux résonances observées par J. Blons en réaction (n,f) (cf.fig.I.24). Un "effet de spin" est perceptible : pour $0° < \theta_f < 30°$ le "coté haute énergie" (a et a') des résonances est plus intense alors que c'est l'inverse pour $40° < \theta_f < 70°$ (b et b'). Cependant, la statistique étant très faible, on ne voit pas apparaître une structure fine aussi nette que dans le cas de la réaction ^{230}Th(d,pf)

(*) Première expérience (cf. Tableau III.9). Les résultats de la deuxième expérience sont en cours d'analyse.

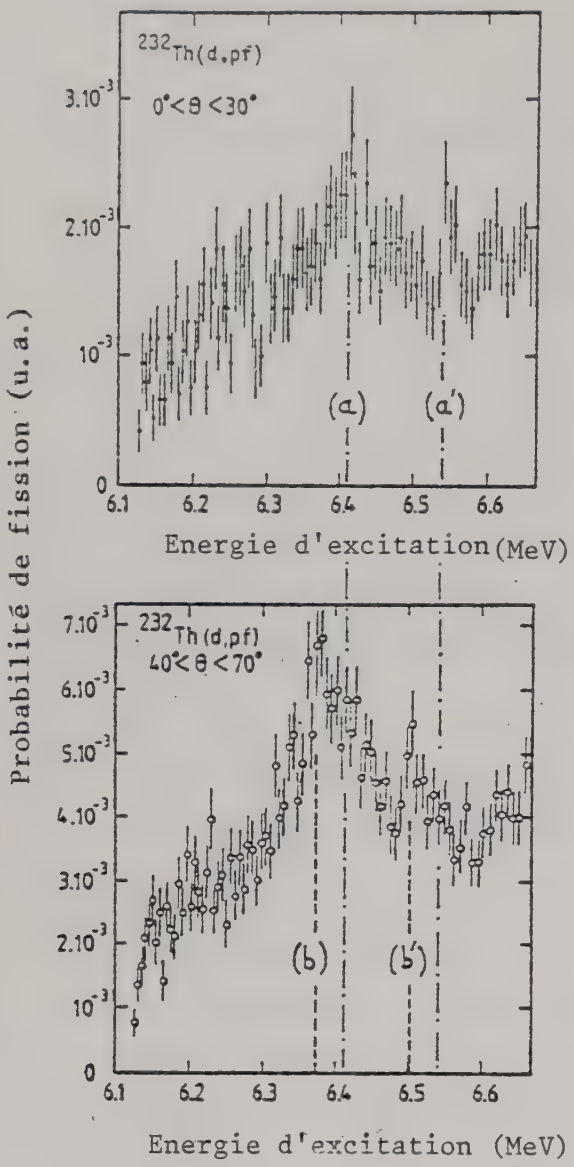


Fig. IV.5. Probabilité de fission conditionnées sur l'angle d'émission des fragments de fission, pour la réaction $^{232}Th(d,pf)$

en haut : $0 < \theta_f < 30°$

en bas : $40° < \theta_f < 70°$

Conditions cinématiques :

$E_d = 13$ MeV

$\theta_p = 130°$

IV.3. REACTION $^{232}Th(^3He,\alpha f)^{231}Th$

La réaction ($^3He,\alpha f$) offre l'avantage de produire des noyaux ^{231}Th à partir d'une cible de thorium 232, plus facile à manipuler qu'une cible de thorium 230 (cf. Chap.III.§ III.1.3).D'autre part, les conditions cinématiques nécessaires à l'observation de la résonance à 5,85 MeV (E_{inc} = 27 MeV) entrainent que les particules α émises ($E_\alpha \simeq 33$ MeV) ont une perte d'énergie comparable à celle des protons dans le cas de la réaction(d,pf), pour les mêmes conditions d'utilisation des compteurs proportionnels. Nous avons donc pu effectuer un essai sans modifier les réglages des compteurs. Signalons qu'avec une énergie incidente de 27 MeV (énergie maximale délivrée par l'accélérateur) on se trouve légèrement sous la barrière coulombienne dans la voie d'entrée (cf.Chap.II,§ II.1.4). Les taux de comptage obtenus sont extrèmement faibles (environ 20 fois moins que pour la réaction (d,pf)) et notre conclusion est que cette réaction n'est pas utilisable.

IV.4. REACTION $^{233}U(d,pf)$

On a porté sur la fig. IV.6 un spectre en nombre d'événements, obtenu à partir d'une expérience réalisée récemment sur la réaction $^{233}U(d,p\,f)$. Sur la figure IV.7, sont présentées les distributions angulaires correspondant aux bandes en énergie d'excitation indiquées sur la figure IV.6. On remarque que ces distributions angulaires sont relativement identiques, contrairement à ce qu'on a observé pour la réaction $^{230}Th(d,pf)$. Une comparaison entre ces résultats et ceux relatifs à l'expérience sur le thorium 230 sera effectuée au cours de l'analyse.

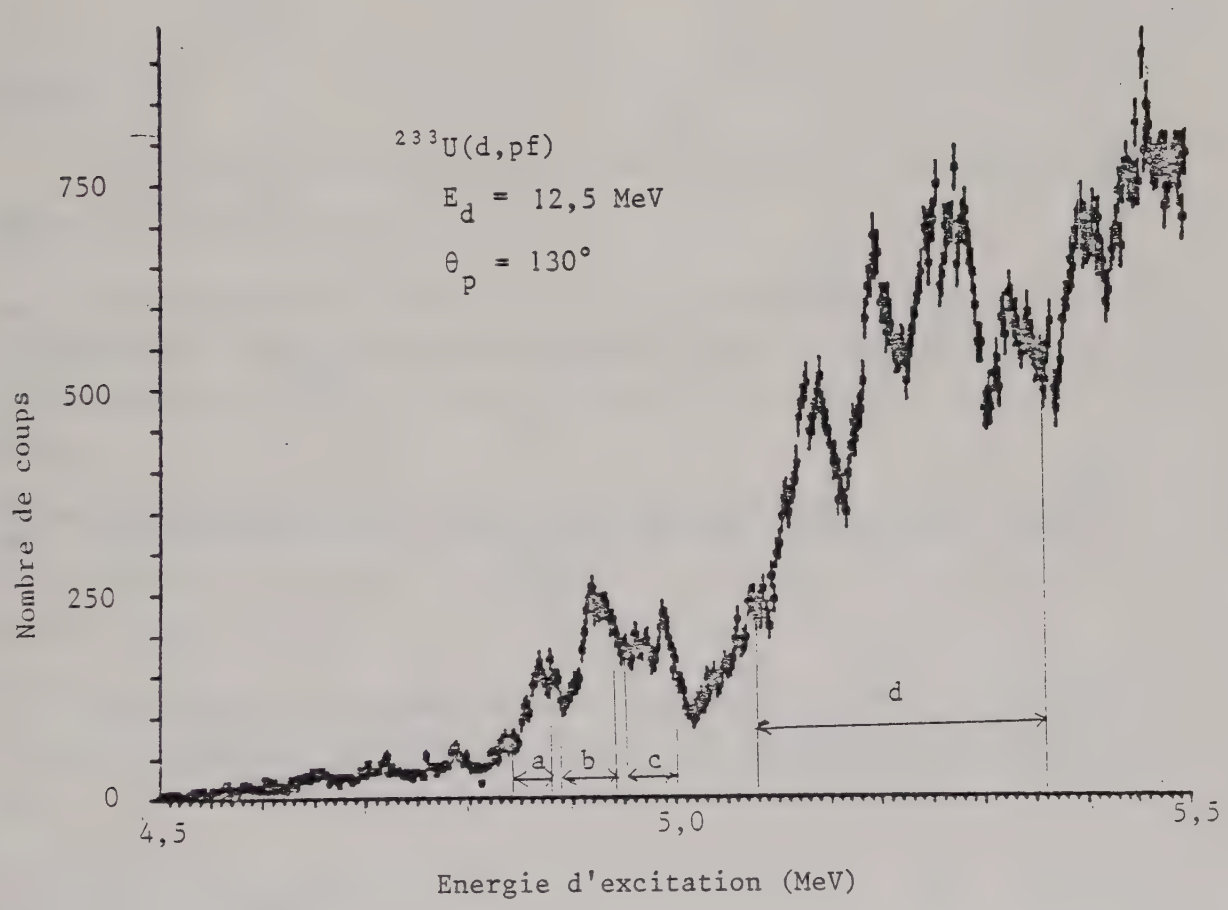


Fig. IV.6 Spectre en nombre d'évènements et en fonction de l'énergie d'excitation pour la réaction $^{233}U(d,pf)$, au voisinage du seuil. (a,b,c,d : bandes en énergie correspondant aux distributions angulaires de la figure IV.7).

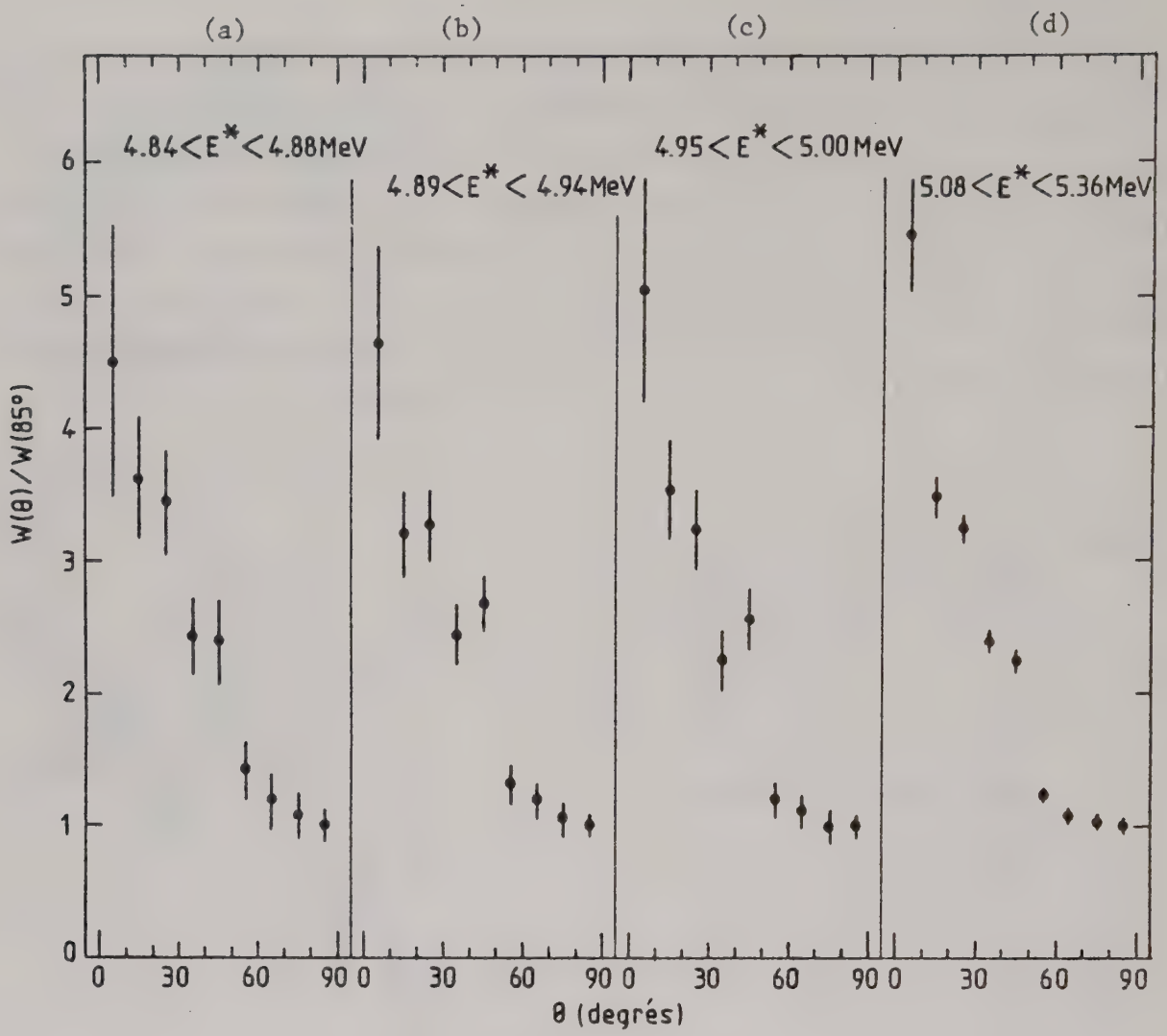


Fig. IV.7. Distributions angulaires des fragments de fission pour différentes bandes en énergie d'excitation dans les résonances de la réaction $^{233}U(d,pf)$ (bandes a,b,c,d indiquées sur la figure IV.6).

Chapitre V

ANALYSE ET INTERPRETATION

INTRODUCTION

Ce chapitre, consacré à l'analyse des résultats expérimentaux, est composé de trois parties :

. dans la première partie (§ V.1), nous exposerons la méthode suivie en présentant le formalisme des sections efficaces et en définissant les divers paramètres à évaluer, sans préciser les valeurs utilisées pour ces derniers.

. la deuxième partie (§ V.2) est consacrée à l'analyse proprement dite qui comprendra une analyse détaillée pour la réaction ^{230}Th(d,pf) et une analyse très succinte et qualitative pour la réaction ^{232}Th(d,pf).

. Nous terminerons, dans la troisième partie (§ V.3), en tirant les conclusions de cette analyse et en essayant de dégager quelques perspectives.

V.1. METHODE D'ANALYSE

V.1.1. Introduction. Mécanisme en deux étapes de la réaction (d,pf).

Dans le cas où l'énergie incidente est proche de la barrière coulombienne et l'angle d'émission du proton supérieur à 120° (conditions cinématiques choisies pour effectuer nos expériences - cf. Chap. II), on peut formuler l'hypothèse que la réaction (d,pf) se déroule en *deux étapes distinctes* :

1) Formation du noyau de recul par la réaction (d,p)

2) Désexcitation par fission de ce noyau de recul.

On a ainsi le schéma de réaction suivant :

$$d + {}^{A}_{Z}X \longrightarrow {}^{A+1}_{Z}X^{*} + P$$
$$\qquad\qquad\qquad

forme :

$$\left[\frac{d\sigma^{\lambda J\pi}}{d\Omega_p}\right]_{d,pf}(E_d,\theta_p) = \left[\frac{d\sigma^{\lambda J\pi}}{d\Omega_p}\right]_{d,p}(E_d,\theta_p) \times \sum_{K,\nu} \frac{\Gamma_f^{\lambda J\pi K\nu}}{\Gamma_t^{\lambda J\pi}} \qquad (V.1)$$

avec : E_d - Energie du deuton incident

θ_p - angle d'émission du proton

$\left[\frac{d\sigma^{\lambda J\pi}}{d\Omega p}\right]_{d,p}(E_d,\theta_p)$ - Section efficace différentielle de la réaction (d,p) pour le niveau ($\lambda J\pi$) = section efficace de formation du noyau $^{A+1}_{Z}X^*$ dans l'état ($\lambda J\pi$), par la réaction (d,p), pour E_d et θ_p donnés.

$\Gamma_f^{\lambda J\pi K\nu}$ - Largeur partielle de fission du niveau ($\lambda J\pi$) dans la voie : (J,π,K,ν) ; l'indice ν caractérise les différentes voies de fission qui correspondent éventuellement à une même valeur de K.

$\Gamma_t^{\lambda J\pi}$ - Largeur totale de désexcitation du niveau ($\lambda J\pi$)

Le noyau de recul $^{A+1}_{Z}X^*$ peut se désexciter par fission, émission d'un neutron ou émission de rayonnement γ. La largeur totale du niveau ($\lambda J\pi$) s'écrit donc :

$$\Gamma_t^{\lambda J\pi} = \sum_{K,\nu} \Gamma_f^{\lambda J\pi K\nu} + \Gamma_n^{\lambda J\pi} + \Gamma_\gamma^{\lambda J\pi} \qquad (V.2)$$

où $\Gamma_n^{\lambda J\pi}$ et $\Gamma_\gamma^{\lambda J\pi}$ sont respectivement les largeurs partielles d'émission d'un neutron et d'émission γ du niveau ($\lambda J\pi$).

La région d'excitation explorée et la résolution expérimentale en énergie sont telles que la section efficace mesurée ne peut être comparée qu'à une section efficace théorique moyennée sur les états λ de la voie d'entrée. Cette section efficace théorique est une section efficace doublement différentielle ; elle comprend, pour chaque valeur de E^*, la contribution d'un grand nombre de niveaux ($\lambda J\pi$) du noyau composé. Compte tenu de (V.2), cette section efficace peut s'exprimer sous la forme suivante :

$$\left[\frac{d^2\sigma^{J\pi}}{dE^* d\Omega_p}\right]_{d,pf}(E_d,\theta_p,E^*) = \left[\frac{d^2\sigma^{J\pi}}{dE^* d\Omega_p}\right]_{d,p}(E_d,\theta_p,E^*) \times \left\langle \frac{\sum_{K,\nu} \Gamma_f^{\lambda J\pi K\nu}}{\sum_{K,\nu} \Gamma_f^{\lambda J\pi K\nu} + \Gamma_n^{\lambda J\pi} + \Gamma_\gamma^{\lambda J\pi}} \right\rangle_\lambda (E^*) \qquad (V.3)$$

Le dernier terme de cette expression peut s'écrire :

$$\frac{\sum_{K,\nu} \langle \Gamma_f^{\lambda J\pi K\nu} \rangle_\lambda (E^*)}{\sum_{K,\nu} \langle \Gamma_f^{\lambda J\pi K\nu} \rangle_\lambda (E^*) + \langle \Gamma_n^{\lambda J\pi} \rangle_\lambda (E^*) + \langle \Gamma_\gamma^{\lambda J\pi} \rangle_\lambda (E^*)} \times F(E^*,J,\pi) \qquad (V.4)$$

où $F(E^*,J,\pi)$ est un facteur correctif qui tient compte des fluctuations statistiques des largeurs partielles [Mo 64], [Mo 78]. Ce facteur peut être calculé en supposant que les distributions des largeurs partielles de fission et d'émission neutronique suivent une loi de Porter et Thomas [PT 56] ; il est en général voisin de l'unité. Dans notre cas, en prenant en compte les fluctuations on obtient une section efficace qui subit des écarts inférieurs à 10 % par rapport à la section efficace calculée pour F = 1 ; par ailleurs, le temps de calcul est considérablement augmenté. Nous avons donc pris, pour le présent travail, la valeur F = 1.

Pour le calcul des quantités : $\langle \Gamma \rangle_\lambda (E^*)$, on applique la relation [BW 52]:

$$\langle \Gamma_i^{\lambda J\pi} \rangle_\lambda (E^*) = \frac{D^{J\pi}(E^*)}{2\pi} \times T_i^{J\pi}(E^*) \qquad (V.5)$$

avec : $D^{J\pi}(E^*)$: espacement moyen des niveaux (J,π) du noyau composé

$T_i^{J\pi}(E^*)$: coefficient de transmission associé à la voie i
(i = "f" (K,ν), ou: "n" ou : "γ").

En sommant sur toutes les valeurs possibles de J et π, les expressions (V.3), (V.4) (avec : $F(E^*,J,\pi) = 1$) et (V.5) conduisent à :

$$\left[\frac{d^2\sigma}{dE^* d\Omega_p}\right]_{d,pf}(E_d,\theta_p,E^*) = \sum_{J,\pi,K,\nu} \left[\frac{d^2\sigma^{J\pi}}{dE^* d\Omega_p}\right]_{d,p}(E_d,\theta_p,E^*) \frac{T_f^{J\pi K\nu}(E^*)}{\sum_{K,\nu} T_f^{J\pi K\nu}(E^*) + T_n^{J\pi}(E^*) + T_\gamma^{J\pi}(E^*)}$$

(V.6)

Pour calculer la section efficace de la réaction (d,pf) il faut donc calculer :

i) le terme $\left[\frac{d^2\sigma^{J\pi}}{dE^* d\Omega_p}\right]_{d,p} (E_d, \theta_p, E^*)$ qui représente la section efficace de formation du noyau composé, par la réaction (d,p), pour un spin et une parité donnés et pour une énergie d'excitation E^*.

ii) Les coefficients de transmission : $T_f^{J\pi K\nu}(E^*)$, $T_n^{J\pi}(E^*)$ et $T_\gamma^{J\pi}(E^*)$.

Il faut d'autre part déterminer les valeurs des nombres quantiques J,π,K (et ν) pour lesquelles ces différentes grandeurs doivent être calculées.

V.1.3. Section efficace de formation du noyau composé par la réaction (d,p)

On peut considérer que la section efficace de formation du noyau composé dans l'état $(\lambda J\pi)$ varie peu entre les énergies E^* et $E^* + dE^*$. Si on désigne par $\rho(E^*,J,\pi)$ la densité de niveaux dans le noyau composé, on peut donc écrire la section efficace doublement différentielle :

$$\left[\frac{d^2\sigma^{J\pi}}{dE^* d\Omega_p}\right]_{d,p} (E_d, \theta_p, E^*)$$

sous la forme :

$$\left[\frac{d^2\sigma^{J\pi}}{dE^* d\Omega_p}\right]_{d,p} (E_d, \theta_p, E^*) = \left\langle \frac{d\sigma^{\lambda J\pi}}{d\Omega_p} \right\rangle_\lambda (E_d, \theta_p) \times \rho(E^*, J, \pi)$$

$$\simeq \left[\frac{d\sigma^{\lambda J\pi}}{d\Omega_p}\right]^{DWBA}_{(E^*, dE^*)} (E_d, \theta_p) \times \rho(E^*, J, \pi) \qquad (V.7)$$

où

$$\left[\frac{d\sigma^{\lambda J\pi}}{d\Omega_p}\right]^{DWBA}_{(E^*, dE^*)} (E_d, \theta_p)$$

représente la section efficace, calculée dans le cadre de la DWBA, pour un niveau $(\lambda J\pi)$ situé dans la région d'énergie d'excitation : E^*, $E^* + dE^*$. Pour ce calcul en DWBA on utilise un potentiel de modèle optique de la forme :

$$V(r) = V_c(r) - V_o f(x_o) + \left(\frac{h}{m_\pi c}\right)^2 V_{s.o.} (\sigma.\ell) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(x_{s.o.})$$
$$- i\left[W_{vol} f(x_{vol}) - 4 W_{surf} \frac{d}{dx_{surf}} f(x_{surf})\right] \qquad (V.8)$$

Le potentiel coulombien $V_c(r)$ correspond à une sphère de rayon : $R_c = r_c A^{1/3}$ (A : nombre de masse du noyau cible).

Les facteurs de forme $f(x_i)$ sont du type de Woods-Saxon :

$$f(x_i) = (1 + e^{x_i})^{-1} \qquad (V.9)$$

avec :

$$x_i = \frac{r - r_i A^{1/3}}{a_i} \qquad (V.10)$$

(i = "o", "s.o.", "surf" ou "vol").

Le calcul de la section efficace de formation du noyau composé nécessite donc de déterminer :

. les densités de niveaux : $\rho(E^*, J, \pi)$ dans le noyau composé.

. les valeurs des paramètres de modèle optique. Il y a au total 26 paramètres à déterminer : 13 paramètres pour chacune des deux voies : voie d'entrée "deuton" et voie de sortie "proton".

Ces 13 paramètres sont :

V_o, r_o, a_o	profondeur, rayon et diffusivité du potentiel réel
$V_{s.o.}$, $r_{s.o.}$, $a_{s.o.}$	" " " spin-orbite
W_{vol}, r_{vol}, a_{vol}	" " " imaginaire de volume
W_{surf}, r_{surf}, a_{surf}	" " " imaginaire de surface
r_c	"rayon coulombien".

Les valeurs utilisées pour ces paramètres seront présentées au § V.2.

V.1.4. Désexcitation du noyau composé par émission neutronique

Dans la région d'énergie d'excitation étudiée, le noyau $^{A+1}_{Z}X^*$ peut émettre un neutron à partir d'états de classe I. Cette émission permet d'atteindre le fondamental et les niveaux excités du noyau résiduel $^{A}_{Z}X$ (qui est donc aussi le noyau cible) jusqu'à une région de forte densité d'états qui correspond à une énergie d'excitation supérieure à 1 MeV. On peut ainsi exprimer le coefficient de transmission $T_n^J(E^*)$ à partir d'une expression qui comprend une somme sur des niveaux discrets et une intégration sur des niveaux continus :

$$T_n^{J\pi}(E^*) = \sum_{E'_\lambda, J', \pi'} \sum_{j'=|J-J'|}^{J+J'} \sum_{\ell'=j'-\frac{1}{2}}^{j'+\frac{1}{2}} T_{\ell'}^{j'}(E_n)\,\delta_{\pi,\pi'}(-)^{\ell'}$$

$$+ \sum_{j'=|J-J'|}^{J+J'} \sum_{\ell'=j'-\frac{1}{2}}^{j'+\frac{1}{2}} \int_{E_c}^{E^*-B_n} T_{\ell'}^{j'}(E_n)\,\rho(E',J',\pi')\,\delta_{\pi,\pi'}(-)^{\ell'}\,dE' \qquad (V.11)$$

avec :

- E'_λ, J', π' : énergie, spin et parité du niveau atteint dans le noyau résiduel.
- E_c : limite inférieure pour les niveaux continus ($E_c \simeq 1$ MeV)
- $E_n = E^* - B_n - E'_\lambda$: énergie du neutron émis
- B_n = énergie de liaison du neutron dans le noyau $^{A+1}_{Z}X$
- ℓ;j' = moment orbital et moment angulaire total du neutron émis
- $T_{\ell'}^{j'}(E_n)$: coefficient de transmission pour l'énergie E_n et les moments angulaires ℓ' et j'.
- $\rho(E',J'\pi')$: densité de niveaux dans le noyau résiduel pour la région : $E' > E_c$.
- $\delta_{\pi,\pi'}(-)^{\ell'}$: Symbole de Kröenecker assurant la conservation de la parité.

Pour calculer les coefficients : $T_n^{J\pi}(E^*)$, il faut donc connaître :

. les coefficients $T_{\ell'}^{j'}(E_n)$

. les densités de niveaux : $\rho(E',J',\pi')$ du noyau résiduel (noyau cible).

V.1.5. Désexcitation du noyau composé par émission γ

Dans les conditions de notre étude, les transitions γ s'effectuent entre états de classe I du noyau composé $^{A+1}_{Z}X^*$. Les transitions dipolaires électriques E1 sont largement prépondérantes par rapport aux transitions électriques de multipolarité supérieure et par rapport aux transitions magnétiques [BT 72]. De plus, à une énergie d'excitation voisine de 6 MeV, les transitions vers les premiers états discrets sont beaucoup plus rares que celles vers les

états voisins qui sont très nombreux. On peut ainsi négliger la contribution des états discrets et écrire le coefficient de transmission $T_\gamma^{J\pi}(E^*)$ sous la forme [BW 52] :

$$T_\gamma^{J\pi}(E^*) = k \sum_{J'=J-1}^{J+1} \int_{E'} \rho(E',J',\pi')(E^*-E')^3 \, dE' \qquad (V.12)$$

avec :

- E',J',π' : Energie, spin et parité du niveau atteint après l'émission du photon γ
- $E^* - E' = E_\gamma$ = Energie du photon γ émis.
- $\rho(E',J',\pi')$: densité de niveaux dans le noyau composé.
- k : paramètre ajustable.

Le calcul des coefficients $T_\gamma^{J\pi}(E^*)$ nécessite donc de déterminer :

. les densités de niveaux dans le noyau composé.

. le paramètre k.

V.1.6. Densités de niveaux

Dans les expressions (V.7), (V.11) et (V.12) interviennent les densités des niveaux continus dans les noyaux ${}_Z^A X^*$ (noyau cible : ^{230}Th ou ^{232}Th) et ${}_Z^{A+1} X^*$ (noyau composé : ^{231}Th ou ^{233}Th). Ces densités de niveaux sont calculées à partir des formules de Gilbert et Cameron [GC 65].

La densité $\rho(E^*,J,\pi)$ s'exprime par deux expressions différentes selon que E^* est inférieure ou supérieure à une certaine limite E_x donnée par :

$$E_x(\text{MeV}) = 2,5 + \frac{150}{A} + \Delta \qquad (V.13)$$

où $\Delta = \Delta_p + \Delta_n$ est la correction d'énergie d'appariement

. Pour $E^* < E_x$ on a :

$$\rho(E^*,J,\pi) = \frac{1}{T} \exp \left[(E^* - E_o)/T\right] \qquad (V.14)$$

où T est la température nucléaire et E_o un paramètre ajustable .

. Pour $E^* > E_x$:

$$\rho(E^*,J,\pi) = \frac{2J+1}{2} \times \frac{\exp\left[-(J+\frac{1}{2})^2/2\sigma^2\right]}{2\sigma^2} \times \frac{1}{12\sqrt{2\sigma^2}} \frac{\exp\left[2\sqrt{a(E^*-\Delta)}\right]}{a^{1/4}(E^*-\Delta)^{5/4}} \qquad (V.15)$$

avec :

$\sigma^2 = 0{,}0888 \times [a(E^* - \Delta)]^{1/2} A^{2/3}$ (facteur de "spin cut-off")

$a = (9{,}17 \times 10^{-3} \times S + 0{,}12)A$ (paramètre de densité de niveaux)

$S = S_p + S_n$: correction due aux effets de couches.

Pour calculer ces densités de niveaux il faut donc déterminer les paramètres suivants : S, Δ, E_o et T.

V.1.7. Désexcitation du noyau composé par fission

a) Paramètres pour le calcul des coefficients de transmission $T_f^{J\pi K\nu}(E^*)$

Le calcul des coefficients de transmission $T_f^{J\pi K\nu}(E^*)$ nécessite de connaître les valeurs d'un certain nombre de paramètres dont la détermination constitue la phase la plus délicate de l'analyse. Pour celà, nous nous plaçons dans l'hypothèse de l'existence du troisième puits. Selon cette hypothèse, les résonances fines observées (cf. par ex. fig. IV.2) doivent correspondre à des états de rotation de deux bandes de parités opposées (cf. Chap. I). D'autre part, à chaque résonance correspond une voie de fission ($J\pi K\nu$) et à chaque voie de fission est associée une surface de potentiel dont on peut extraire une barrière "à une dimension" (cf. Chap. I, § I.3.2). En désignant par β la variable de déformation, on voit donc qu'à chaque état de rotation, caractérisé par un lot de nombres quantiques : J,π,K (et ν) correspond une barrière $V^{J\pi K\nu}(\beta)$.

i) Paramétrisation et pénétrabilité des barrières

La paramétrisation d'une barrière à plusieurs maximums s'effectue en décrivant cette barrière à l'aide de paraboles jointives (fig. V.1) :

$$V^{J\pi K\nu}(\beta) = E_i^{J\pi K\nu} - \frac{\varepsilon}{2} \mu \left[\omega_i^{J\pi K\nu}\right]^2 (\beta - \beta_i^{J\pi K\nu})^2 \qquad (V.16)$$

avec :

$\beta_i^{J\pi K\nu}$: valeur de la déformation du ième extrémum

$E_i^{J\pi K\nu}$: valeur de l'énergie " "

$\omega_i^{J\pi K\nu}$: courbure de la $i^{ème}$ parabole

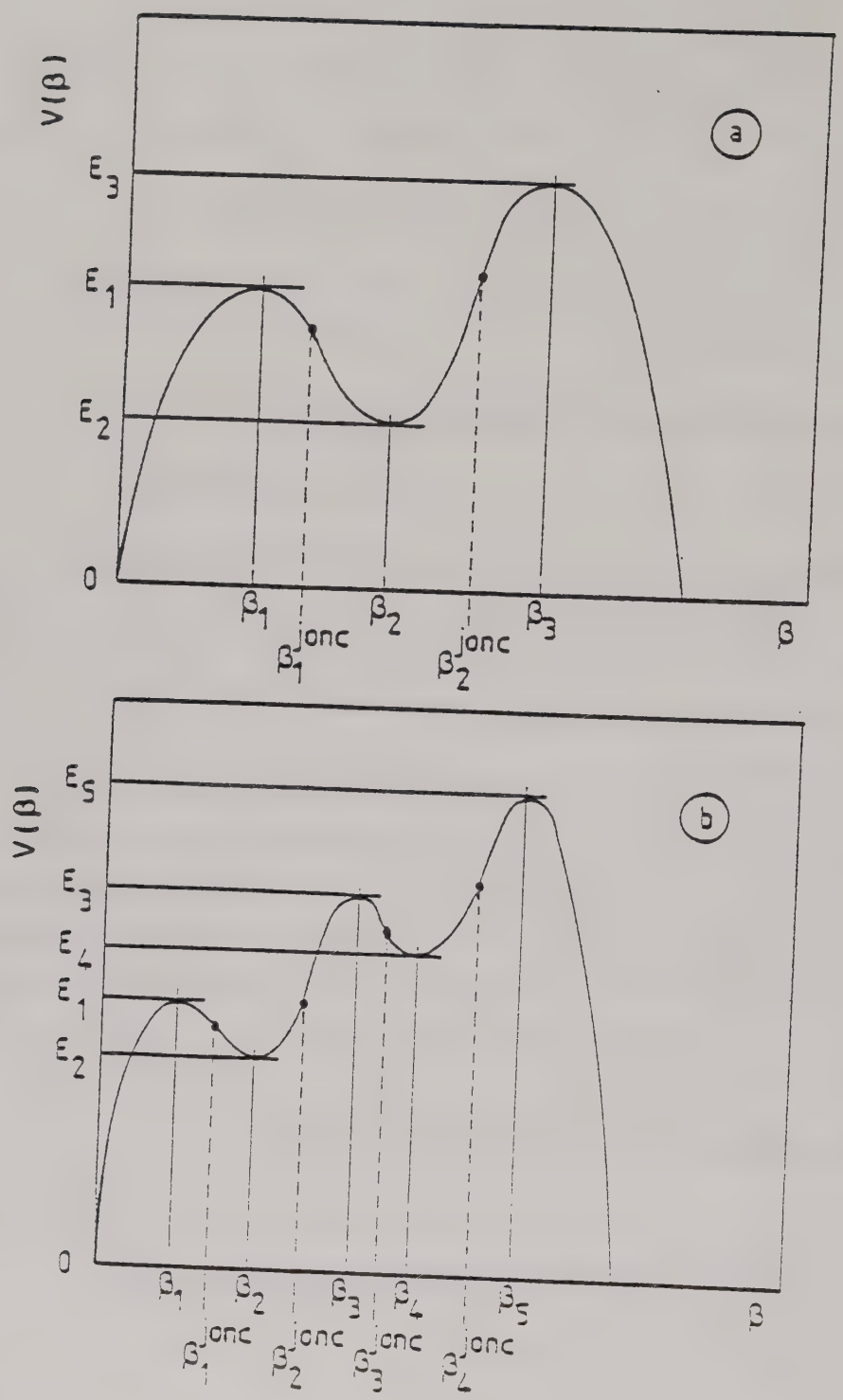


Fig. V.1. Paramétrisation d'une barrière à deux maximums (a) et à trois maximums (b), à l'aide de paraboles jointives.

ε = + 1 si la parabole correspond à un maximum
- 1 " " " " minimum

μ : paramètre d'inertie.

Le nombre de paramètres décrivant ce type de barrière est égal à 3n, où n est le nombre d'extrema. Cependant, en imposant la continuité de $dV^{J\pi K\nu}(\beta)/d\beta$ aux (n-1) points $\beta_i^{Jonc(J\pi K\nu)}$ - points de jonction des paraboles -, on peut réduire ce nombre à 2n + 1. De plus, l'invariance du coefficient de transmission par translation de la barrière selon la variable β permet d'imposer une condition supplémentaire, par exemple : $V^{J\pi K\nu}(0) = 0$. Le nombre de paramètres indépendants est alors réduit à 2n. On choisit en général les paramètres $E_i^{J\pi K\nu}$ et $\omega_i^{J\pi K\nu}$ à partir desquels les $\beta_i^{J\pi k\nu}$ sont déterminés.

Le calcul du coefficient de transmission $T_f^{J\pi K\nu}(E^*)$ relatif à la barrière $V^{J\pi K\nu}(\beta)$ est effectué à partir de l'équation de Schrödinger :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{d\beta^2} + V^{J\pi K\nu}(\beta) - E^* \right] \psi(\beta) = 0 \qquad (V.17)$$

Les calculs de pénétrabilités de barrières à deux et à trois puits ont été présentés par de nombreux auteurs. Rappelons que ces calculs utilisent soit l'approximation semi-classique (WKB), soit des expressions analytiques exactes. Quelques références sont regroupées dans le tableau suivant :

Tableau V-1

Barrière / Méthode	2 maximums	3 maximums
WKB	[Ga 69]	[Bh 76]
Calcul exact	[CN 70]	[SL 76]

Sur la figure V.2, on donne un exemple de pénétrabilité calculée pour une double barrière avec comparaison entre le calcul exact et le calcul par approximation semi-classique. On peut constater que les résultats de ces deux sortes de calculs sont très voisins. On note que l'approximation semi-classique conduit à une légère surestimation de la pénétrabilité entre les résonances ; d'autre part les énergies des résonances sont légèrement différentes (par exemple, pour la résonance à 4,76 MeV il y a un écart de 20 keV entre les deux résultats).

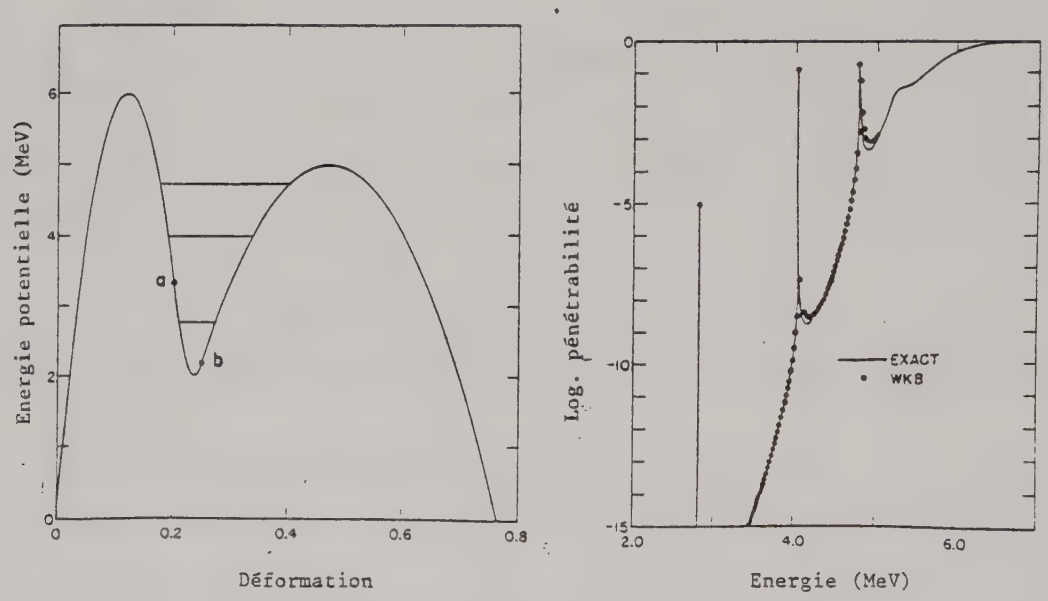


Fig. V.2. Pénétrabilité d'une double barrière, obtenue selon la méthode WKB (points) et selon un calcul exact (ligne continue). D'après [CN 70]

Dans notre cas (noyau fissionnant ^{231}Th), le premier maximum de la triple barrière est situé nettement en dessous du fond du troisième puits (cf. Fig. I.17.b). On peut donc considérer que ce premier maximum a une influence négligeable sur les caractéristiques de la transmission au niveau du troisième puits. Nous avons vérifié cette propriété à l'aide d'un calcul exact et, dans le présent travail, nous avons utilisé des barrières à deux maximums (pour des raisons de temps de calcul). Les pénétrabilités de ces doubles barrières - qui décrivent donc le 2ème maximum, le 3ème puits et le troisième maximum - ont été calculées par la méthode exacte [CN 70].

ii) Caractéristiques des bandes de rotation

Les énergies des états de rotation sont données par la loi en J(J+1):

$$E^{J\pi K\nu} = E_o^{\pi\nu} + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} [J(J+1)-K(K+1)+\delta_{K,\frac{1}{2}} a^{\pi\nu}(-1)^{J+\frac{1}{2}} (J+\tfrac{1}{2})] \qquad (V.18)$$

où $E_o^{\pi\nu}$ représente l'énergie de la tête de bande et $a^{\pi\nu}$ le paramètre de découplage.

On peut supposer, en première approximation, l'absence de couplage entre la rotation et les autres degrés de liberté. Dans ce cas, pour un couple de valeurs (K,ν) donné, la barrière qui correspond à un état de rotation (J,π) est simplement décalée de l'énergie de rotation par rapport à la barrière relative à la tête de bande ([B1 82]- Version "C"). En effet, la présence d'une énergie de rotation n'influence pas la répartition entre énergie cinétique et potentielle dans le degré de liberté associé à la fission (degré de vibration, fig. V.3). On peut, dans le cadre d'une analyse plus fine qui tient compte de la variation du moment d'inertie en fonction de la déformation, ajouter

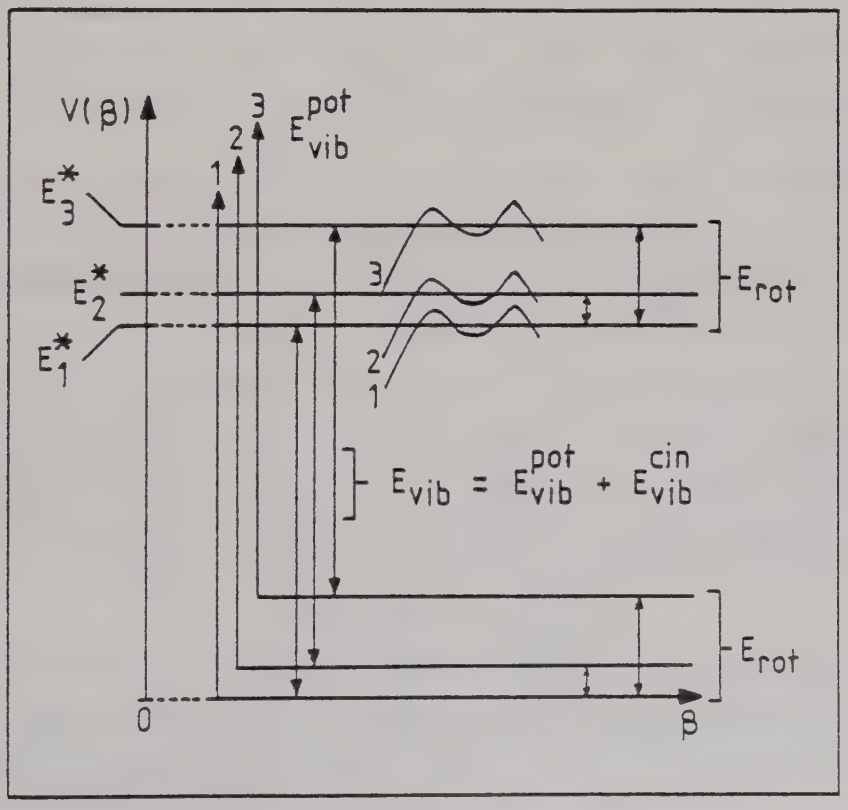


Fig. V.3

à la barrière de la tête de bande une énergie de rotation qui dépend de la déformation ([Bl 82] - "Version D" -). On peut donc, dans les deux "versions", calculer les valeurs des paramètres de barrière pour l'ensemble des états de rotation, à partir des seules valeurs correspondant aux têtes de bande.

En résumé, le calcul des coefficients de transmission $T_f^{J\pi K\nu}(E^*)$ nécessite de déterminer :

. les paramètres de barrières : $E_i^{K\pi K\nu}$ et $\omega_i^{K\pi K\nu}$, relatifs aux têtes de bande. Ces paramètres sont évalués moyennant certaines hypothèses sur les formes des barrières, compte tenu des prédictions théoriques.

. Les paramètres des bandes de rotation : moment d'inertie $\mathcal{J}$, paramètres de découplage : a^+ et a^-. Ces paramètres sont évalués à partir de l'examen des résultats expérimentaux (énergies des résonances).

b) Identification des voies de fissions - Distributions angulaires des fragments de fission.

i) Valeurs possibles pour J et K

Il faut maintenant déterminer quelles sont les valeurs possibles des nombres quantiques J et K pour savoir entre quelles limites il faut effectuer les sommations de l'expression (V.6).

Les valeurs pouvant être prises par J sont limitées par deux facteurs :

. Les valeurs possibles de K, lesquelles fixent une limite inférieure (on a en effet : $J \geq K$).

. Les conditions de transfert du moment angulaire au cours de la réaction (d,p), lesquelles fixent une limite inférieure et une limite supérieure. Ces valeurs sont données par le résultat du calcul de la section efficace de formation du noyau de recul ${}_Z^{A+1}X^*$, c'est-à-dire du terme :

$$\left[\frac{d^2\sigma^{J\pi}}{dE^* d\Omega_p}\right]_{d,p} (E_d, \theta_p, E^*)$$

dans (V.6). On peut voir cet effet, par exemple, sur la figure (II.2) où l'on voit que les états peuplés ont des spins J compris entre 1/2 et 11/2.

La détermination des valeurs pouvant être prises par K (et ν) est assez délicate car elle nécessite de connaître les états intrinsèques que le noyau très déformé peut occuper dans la région d'énergie d'excitation étudiée. La consultation des diagrammes de Nilsson peut fournir des indications mais ne permet pas d'obtenir les énergies de ces états avec beaucoup de précision. En fait, c'est à partir de l'étude des résultats expérimentaux que l'on peut identifier les voies de fission présentes. Notamment, les distributions angulaires des fragments de fission sont, comme nous allons le voir maintenant, très caractéristiques des valeurs de K et de J.

ii) Distributions angulaires des fragments de fission

Dans les conditions cinématiques considérées ($E_d \simeq B_{coul.}$ et $\theta_p > 120°$), la distribution angulaire des fragments de fission pour la réaction (d,pf) est identique à celle correspondant à une réaction (n,f) produite selon une direction confondue avec la direction de recul (cf. chap. II). L'expression de cette distribution angulaire est donnée par [Gl 76]:

$$W_K^{Jj}(\theta) = \frac{2j+1}{2(2J+1)} \sum_{M=-J}^{J} \sum_{M_c=-J_c}^{J_c} \sum_{m=\pm\frac{1}{2}} \langle J_c M_c jm | JM \rangle^2 W_{MK}^J(\theta) \qquad \text{(V.19.a)}$$

avec :

$$W_{MK}^J(\theta) = \frac{2J+1}{4} \left(|d_{MK}^J(\theta)|^2 + |d_{M-K}^J(\theta)|^2 \right) \qquad \text{(V.19.b)}$$

Dans ces expressions, (J,M,K) sont les nombres quantiques associés à la voie de fission considérée, (J_c,M_c) les nombres quantiques de spin du noyau cible et (j,m) les nombres quantiques du moment angulaire total du neutron transféré au cours de la réaction (d,p). Les nombres quantiques magnétiques : M, M_c et m sont associés aux projections des moments angulaires sur l'axe de recul et l'angle θ est l'angle d'émission d'un fragment par rapport à cet axe. Les $d_{MK}^J(\theta)$ sont les éléments de matrice de rotation réduits dont on donnera l'expression ultérieurement.

Dans l'expression (V.19.a), le nombre quantique m prend les seules valeurs : $m = \pm \frac{1}{2}$. Ceci s'explique par le fait que le moment orbital transféré est situé dans un plan perpendiculaire à l'axe de recul (cf. Chap. II). En effet, en désignant par m_ℓ et m_s les nombres quantiques associés res-

pectivement aux projections du moment orbital et du spin du neutron transféré (projections sur l'axe de recul), on voit que $m_\ell = 0$ et puisque : $m = m_\ell + m_s$ et que $m_s = \pm \frac{1}{2}$, on a bien $m = \pm\frac{1}{2}$.

On remarque d'autre part que les expressions (V.19) ne contiennent pas de dépendance en ϕ. Ceci découle du fait que l'orientation du moment orbital transféré dans un plan perpendiculaire à l'axe de recul se traduit par l'isotropie azimutale de la distribution angulaire des fragments de fission par rapport à cet axe (cf. Chap. II).

Notre étude concerne les noyaux cibles $^{230}_{90}Th$ et $^{232}_{90}Th$ qui sont des noyaux pair-pair. Dans l'expression (II.19.a), on a donc $J_c = M_c = 0$, ce qui donne :

$$W_K^{Jj}(\theta) = \frac{2j+1}{2(2J+1)} \sum_{M=-J}^{J} \sum_{m=\pm\frac{1}{2}} \langle 00jm|JM\rangle^2 W_{MK}^J(\theta) \qquad (V.20)$$

Les propriétés des coefficients de Clebsch-Gordan entraînent que M=m et J=j ; on a donc nécessairement : $M = \pm \frac{1}{2}$. De plus, étant donné que $\langle 00JM|JM\rangle = 1$, les expressions précédentes donnent alors :

$$W_K^{JJ}(\theta) = \frac{1}{2}\left[W^J_{\frac{1}{2},K}(\theta) + W^J_{-\frac{1}{2},K}(\theta)\right] \qquad (V.21)$$

On peut adopter la notation : $W_K^{JJ}(\theta) = W_K^J(\theta)$ et compte tenu de (V.19 b) et des propriétés de symétrie des fonctions $d^J_{MK}(\theta)$, on obtient finalement :

$$W_K^J(\theta) = \frac{2J+1}{4}\left[|d^J_{\frac{1}{2},K}(\theta)|^2 + |d^J_{-\frac{1}{2},K}(\theta)|^2\right] \qquad (V.22)$$

(Rappel : expression valable pour les noyaux cibles pair-pair).
Les $d^J_{MK}(\theta)$ sont donnés par la formule [Wi 59] :

$$d^J_{MK}(\theta) = [(J+M)!(J-M)!(J+K)!(J-K)!]^{1/2} \times \sum (-1)^S \times \frac{[\sin(\frac{\theta}{2})]^{K-M+2S} [\cos(\frac{\theta}{2})]^{2J-K+M-2S}}{(J-K-S)!(J+M-S)!(S+K-M)!S!} \qquad (V.23)$$

la sommation étant étendue aux valeurs entières et positives de S qui assurent un sens à toutes les factorielles du dénominateur.

On a porté, sur la figure V.4, les valeurs de $W_K^J(\theta)$, en fonction de

θ, pour plusieurs valeurs de J et K. On voit que l'examen des distributions angulaires expérimentales et des spectres "(d,pf)" conditionnés par les angles d'émission des fragments peut nous permettre de déterminer les valeurs de J et de K associées à une résonance si, toutefois, celle-ci se "détache" suffisamment bien du reste de la section efficace.

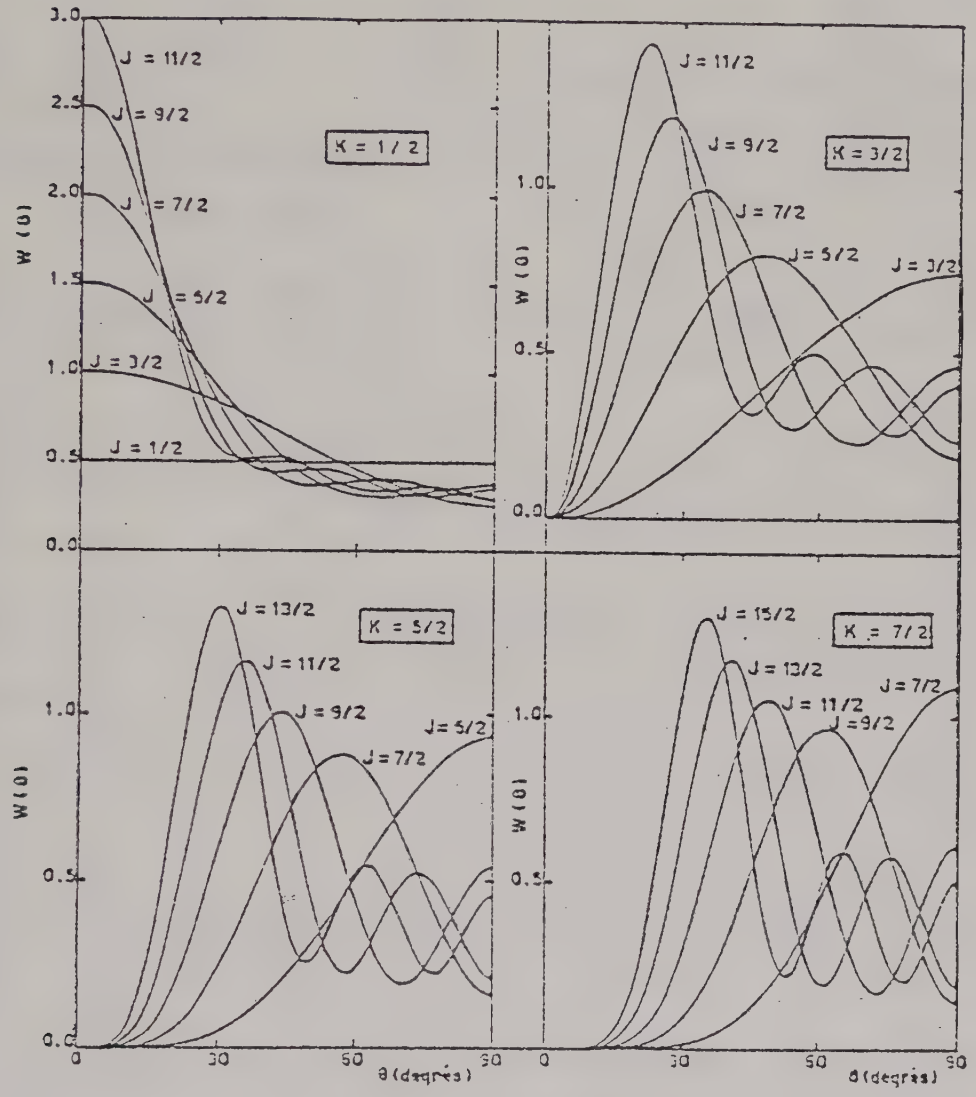


Fig. V.4. Distributions angulaires théoriques $W_K^J(\theta)$ des fragments de fission pour différentes valeurs de J et K (expression V.22).

V.I.8. Résumé - Codes utilisés - Remarques.

On a porté sur la figure V.5 un schéma récapitulatif de l'ensemble de la méthode d'analyse. D'un point de vue pratique, le calcul DWBA de la section efficace de formation du noyau de recul (cf. expression V.7) est effectué à

l'aide du code DWUCK [Ro 68]. Les résultats de ce calcul sont ensuite entrés en données dans un autre code, appelé RDS [Ja 81].

Ce dernier code calcule les densités de niveaux, les différents coefficients de transmission et la section efficace de la réaction(d,pf) (cf. expression V.6).

Comme nous l'avons souligné en introduction (§ V.1.1.), les formalismes des sections efficaces pour les réactions (n,f) et (d,pf) sont très voisins. La section efficace, dans le cas de la réaction (n,f) s'écrit en effet :

$$\left[\frac{d\sigma}{dE^*}\right]_{n,f}(E^*) = \sum_{J\pi K\nu} \left[\frac{d\sigma^{J\pi}}{dE^*}\right]_{NC}(E^*) \cdot \left[\frac{T_f^{J\pi K\nu}(E^*)}{\sum_{K,\nu} T_F^{J\pi K\nu}(E^*) + T_n^{J\pi}(E^*) + T_\gamma^{J\pi}(E^*)}\right] \quad (V.24)$$

$\left[\frac{d\sigma^{J\pi}}{dE^*}\right]_{NC}(E^*)$ représente la section efficace de formation du noyau composé ${}^{A+1}_{Z}X^*$ pour le spin J, la parité π et l'énergie d'excitation E^*. Cette expression est à comparer à l'expression (V.6).

On voit que l'ensemble des paramètres nécessaires au calcul du rapport des coefficients de transmission est le même dans les deux cas. Seul, le calcul de la section efficace de formation du noyau fissionnant est différent.

On peut donc commencer l'analyse des résultats "(d,pf)" selon la démarche suivante :

1) choix approprié des paramètres de modèle optique pour le calcul de la section efficace de formation du noyau de recul.

2) Utilisation des mêmes valeurs de paramètres que celles employées dans l'analyse des sections efficaces des réactions ^{230,232}Th(n,f), pour le calcul des coefficients de transmission.

V.2 ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

V.2.1. Réaction ^{230}Th(d,pf)

a) Valeurs des paramètres de modèle optique

Les valeurs de paramètres de modèle optique utilisées sont extraites de la compilation effectuée par C.M. Perey et F.G. Perey [PP 76]. Ces valeurs

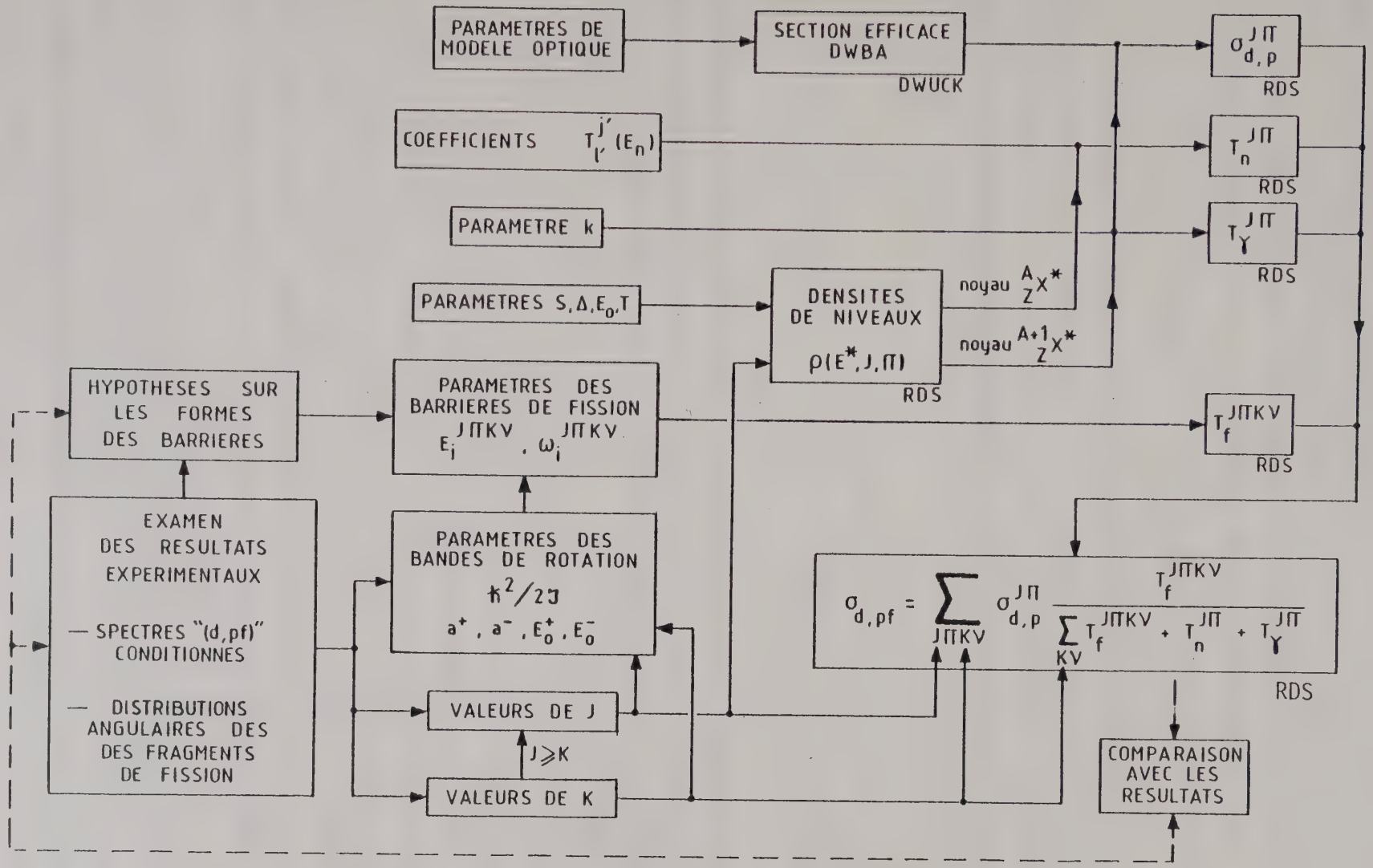


Fig. V.5. Schéma synoptique de la méthode d'analyse

sont présentées dans le tableau V-2.

Les valeurs correspondant aux cas qui nous concerne (réaction $^{230}Th(d,p)$ E_d = 12 MeV - Cf. Chap. II-) sont obtenues par interpolation à partir des valeurs qui figurent dans les tables et qui correspondent aux cas les plus voisins. Par exemple :

. Pour les profondeurs des potentiels en fonction de l'énergie incidente, on a utilisé les lois:

$$V_o(E) = V_o(E') + 0,3\ (E'-E) \qquad (V.25.a)$$

$$W_o(E) = W_o(E') - 0,4\ (E'-E) \qquad (V.25.b)$$

. Pour les protons on a utilisé les valeurs correspondant aux neutrons et les lois [Pa 83a] :

$$V_o^{(p)} = V_o^{(n)} + 2\left[\frac{N-Z}{A}\right] \times 17 \qquad (V.26.a)$$

$$W_o^{(p)} = W_o^{(n)} + 2\left[\frac{N-Z}{A}\right] \times 12 \qquad (V.26.b)$$

La réaction (d,p), dans les conditions cinématiques choisies, étant essentiellement une réaction de surface, le terme de volume dans le potentiel imaginaire peut être considéré comme nul et nous avons donc pris : $W_{vol} = 0$ dans notre calcul.

Tableau V-2

Valeurs des paramètres de modèle optique utilisés pour le calcul de la section efficace de formation du noyau composé (^{231}Th) par la réaction (d,p)

Paramètres / Voies	V_o	r_o	a_o	W_{surf}	r_{surf}	a_{surf}	$V_{s.o.}$	$r_{s.o.}$	$a_{s.o.}$	R_c
Entrées "deutons"	102,3	1,1	0,82	9,2	1,33	1,02	9,0	1,1	0,82	1,3
Sortie "protons"	45,05	1,32	0,47	17,8	1,32	1,0	7,0	1,32	0,47	1,2

V_o, W_{surf}, $V_{s.o.}$: en MeV

r_o, r_{surf}, $r_{s.o.}$, a_o, a_{surf}, $a_{s.o.}$: en fermi

$W_{vol} = 0$

Les fonctions d'ondes utilisées pour le neutron transféré sont celles de l'oscillateur harmonique sphérique pour lesquelles le nombre de noeuds est donné par [Pa 83 b] : $n = (N-\ell)/2$ où ℓ est le moment orbital du neutron transféré et N le nombre quantique principal de l'état de Nilsson où est transféré ce neutron. Dans le cas de la réaction ^{230}Th(d,pf) vers 6 MeV d'énergie d'excitation, N prend les seules valeurs : N = 6 ou N = 7.

b) Valeurs des paramètres pour les densités de niveaux

Les valeurs utilisées pour les paramètres S, Δ, E_o et T sont présentées dans le tableau V-3. La correction due aux effets de couche : $S = S_p + S_n$ est obtenue à partir des tabulations de S_p et S_n, effectuée par J.L Cook et al. [Co 67]. L'évaluation des paramètres E_o et T est effectuée à partir du décompte des premiers niveaux excités du noyau considéré.

Tableau V-3

Valeurs des paramètres S, Δ, E_o et T pour le calcul des densités dans les noyaux ^{230}Th et ^{231}Th.

Noyau	$S_{(MeV)}$	$\Delta_{(MeV)}$	$E_{o(MeV)}$	$T_{(MeV)}$
^{230}Th	0,65	1,45	0,245	0,254
^{231}Th	0,77	0,75	- 0,8	0,3878

c) Coefficients $T_\ell^{j'}(E_n)$ et paramètre k

Les coefficients $T_\ell^{j'}(E_n)$ qui entrent dans le calcul du coefficient de transmission pour les neutrons (cf. expression V.11), sont obtenus à partir d'un calcul de modèle optique en voies couplées [Ha 82] [La 82]. Ces coefficients sont tabulés et utilisés directement comme données par le code RDS.

Le paramètre k, qui intervient dans l'expression V.12 du coefficient de transmission pour la désexcitation γ, est une constante ajustée sur les largeurs expérimentales de désexcitation γ mesurées dans le domaine des neutrons de résonance. Dans le présent travail, nous avons utilisé la valeur expérimentale : $\overline{\Gamma}_\gamma$ = 21,2 meV [SM 77].

d) Analyse des voies de fission

Pour identifier les voies de fission, il faut commencer par évaluer les paramètres des bandes de rotation afin de déterminer le plus précisément possible les énergies de toutes les résonances de la structure fine. On en déduira ensuite les valeurs des paramètres de barrière pour chacune de ces résonances.

Pour évaluer les paramètres des bandes de rotation on dispose de deux références : les résultats de l'analyse précédemment effectuée pour la réaction (n,f) [B1 82] et, bien entendu, nos résultats expérimentaux.

D'après l'analyse effectuée par J. Blons, les résonances fines sont associées à deux bandes de rotation correspondant à la valeur K = 1/2. Les distributions angulaires des fragments de fission présentent alors les caractéristiques suivantes (cf. fig. V.4):

- isotropie pour J = K = 1/2
- distribution piquée à 0° avec augmentation du rapport : W(0°)/W(90°) en fonction de J.

En examinant maintenant nos résultats expérimentaux et en premier lieu les probabilités de fission conditionnées (fig. IV.2), on voit apparaître des résonances relativement bien isolées, par exemple, les deux résonances situées vers 5,9 MeV d'énergie d'excitation, sur le spectre correspondant à la condition : $0° < \theta_p < 30°$ (fig. IV.2.b). En considérant des valeurs du paramètre d'inertie et du paramètre de découplage voisines des valeurs utilisées par J. Blons dans la version C ($\hbar^2/2\mathcal{J} \simeq 2$ keV, a ≃ 0), on peut identifier aisément ces deux résonances : il s'agit du niveau $J^\pi = 9^+/2$ attendu à $E^* \simeq 5{,}89$ MeV et du niveau $J^\pi = 11^-/2$ attendu à $E^* \simeq 5{,}91$ MeV. L'examen des probabilités de fission conditionnées nous permet donc de reconnaître quelques niveaux des bandes de rotation. Outre les niveaux $9/2^+$ et $11/2^-$, mentionnons notamment les niveaux suivants :

$J^\pi = \frac{13}{2}^+$ situé à : $E^* \simeq 5{,}93$ MeV (fig. IV.2.b)

$J^\pi = \frac{7}{2}^+$ " " : $E^* \simeq 5{,}87$ MeV (fig. IV.2.a et c)

$J^\pi = \frac{1}{2}^+$ " " : $E^* \simeq 5{,}84$ MeV (fig. IV.2.d)

qualitativement, on peut constater que ces attributions de spin semblent en

accord avec le comportement attendu des distributions angulaires des fragments de fission : les résonances associées aux spins "élevés" ($J^{\pi} = 9/2^{+}$, $11/2^{-}$, $13/2^{+}$) se détachent mieux pour les angles "avant" ($0° < \theta_f < 30°$) ; par contre, la résonance associée au niveau $J^{\pi} = 1/2^{+}$ est surtout visible pour : $60° < \theta_f < 90°$ (cf. figs. IV.2 et V.4). Les valeurs expérimentales de l'énergie des niveaux de rotation peuvent donc être aisément évaluées pour les résonances les mieux "isolées". On en déduit un premier lot de valeurs des paramètres : $\hbar^2/2\mathcal{J}$, a et E_o, que l'on détermine ensuite plus précisément à l'aide d'un ajustement par moindres carrés. Les valeurs que nous avons finalement retenues sont reportées dans le tableau V-4. Ces valeurs correspondent à un décalage : $\Delta E^{\pm} = 11$ keV entre les deux bandes de rotation.

Tableau V-4

Valeurs des paramètres des bandes de rotation et des énergies de rotation

Parité +		Parité -	
$\hbar^2/2\mathcal{J}$ = (1,9± 0,1) keV		$\hbar^2/2\mathcal{J}$ = (2,0± 0,1) keV	
a = 0,2 ±0, 1		a = -0,1±0, 1	
E_o^+ = (5842 ± 1) keV		E_o^- = (5831 ±1) keV	
J^{π}	E^*(MeV)	J^{π}	E^*(MeV)
$1/2^+$	5,842	$1/2^-$	5,833
$3/2^+$	5,849	$3/2^-$	5,838
$5/2^+$	5,856	$5/2^-$	5,849
$7/2^+$	5,872	$7/2^-$	5,862
$9/2^+$	5,886	$9/2^-$	5,878
$11/2^+$	5,911	$11/2^-$	5,903
$13/2^+$	5,931	$13/2^-$	—

On voit que les paramètres des bandes de rotation sont très voisins de ceux proposés par J. Blons. Rappelons ces dernières valeurs [B1 82] :

$$\begin{cases} \text{Parité +} = \hbar^2/2\mathcal{J} = (1,9 \pm 0,3)\text{keV} \quad ; \; a = 0,2 \pm 0,2 \\ \text{Parité -} = \hbar^2/2\mathcal{J} = (2,1 \pm 0,1)\text{keV} \quad ; \; a = -0,3 \pm 0,2 \end{cases}$$

En ce qui concerne les paramètres de barrière, nous nous plaçons dans le cadre de la "version C" (décalage simple des barrières [B1 82]). Il suffit donc de déterminer les paramètres relatifs à une tête de bande (les paramètres pour l'autre tête de bande se déduisent de la valeur de l'énergie d'inversion $\Delta E^{\pm}$). Nous avons utilisé les valeurs proposées par J. Blons ; ces valeurs sont données dans le tableau V-5.

Tableau V-5

Valeurs des paramètres de barrière pour l'état $J^{\pi} = 1/2^{-}$

	2ème maximum	3ème puits	3ème maximum
E_i (MeV)	5,902	5,652	6,509
$\hbar\omega_i$ (MeV)	0,20	0,51	1,00

Nous avons également tenu compte de la présence d'un fond qui est dû aux voies de fission associées à des états intrinsèques situés plus haut en énergie d'excitation et dont les résonances correspondantes sont situées dans la "remontée" de la section efficace. Ce fond est plus important en réaction (d,pf) qu'en réaction (n,f). (cf. figs. IV.1 c et IV.1 d).

L'existence de ce fond plus important s'explique par le fait que la réaction (d,p) permet d'apporter plus de moment angulaire que la réaction de capture d'un neutron. Il en résulte que des états de moment angulaire dont les valeurs peuvent atteindre 11/2 ou 13/2 sont susceptibles de contribuer à la section efficace de la réaction (d,pf) alors qu'on est limité à 5/2 ou 7/2 en réaction (n,f).

e) Résultats de l'analyse - Discussion

Nous avons porté sur la figure V.6 le résultat du calcul des probabilités de fission conditionnées, ainsi que les points expérimentaux. De même sur la figure V.7, on présente les distributions angulaires théoriques et expérimentales. En examinant ces figures, nous pouvons faire les commentaires suivants :

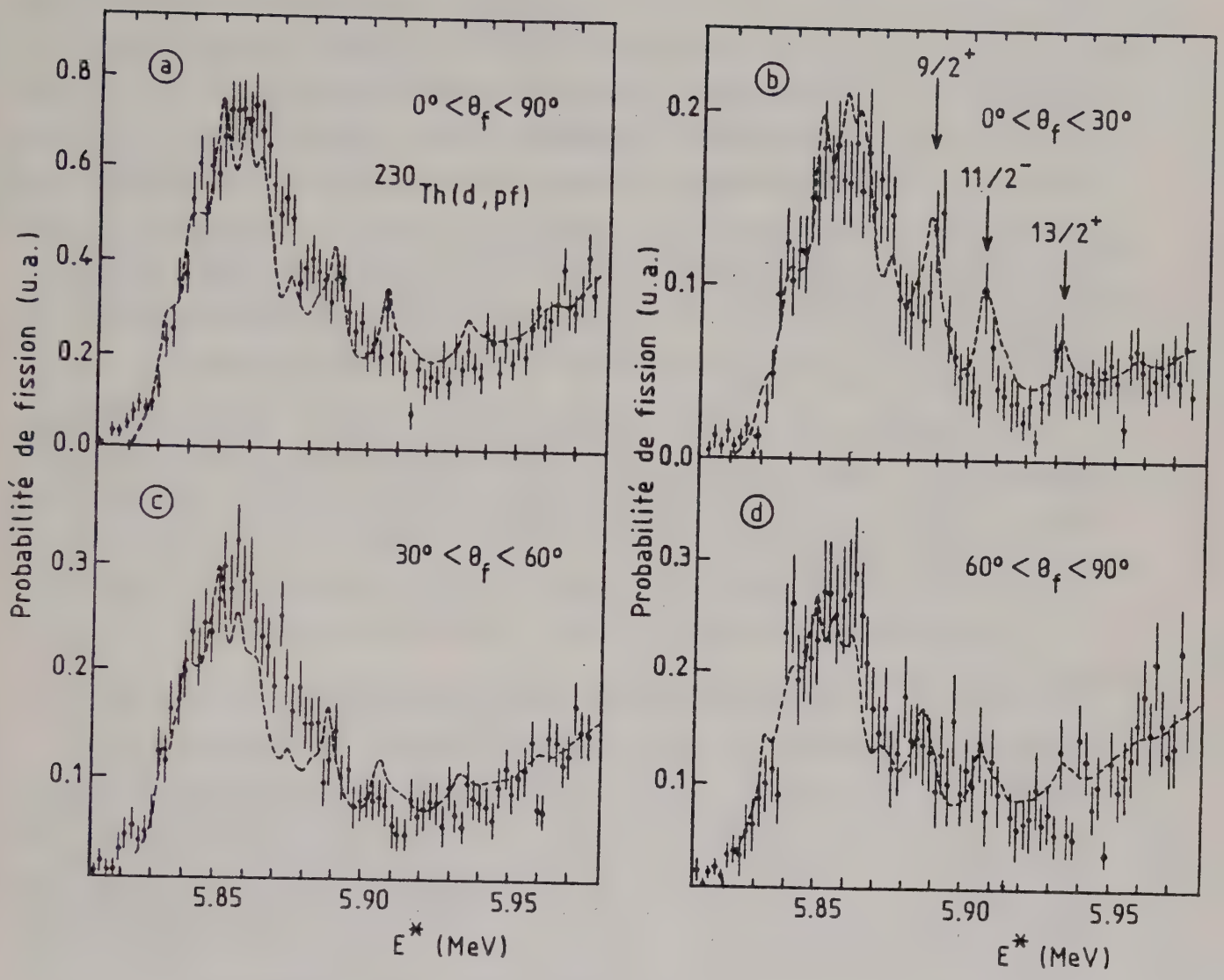


Fig. V.6. Probabilité de fission (a) et probabilités de fission conditionnées (b,c,d), dans la région de la résonance à 5,85 MeV de la réaction $^{230}Th(d,pf)$ (E_d = 12 MeV, θ_p = 130°).

En pointillé : probabilités de fission calculées correspondantes.

Les valeurs de J^π indiquées sont celles prévues par le calcul.

Les résultats expérimentaux sont normalisés à la courbe calculée pour $0° < \theta_f < 90°$. Pour les figures (b), (c) et (d) on utilise le même coefficient.

En ce qui concerne les probabilités de fission conditionnées, les résonances correspondant aux états $J^{\pi} = 9/2^{+}$, $11/2^{-}$ et $13/2^{+}$ sont très bien reproduites dans le cas $0° < \theta_f < 30°$; pour: $0°<\theta_f<90°$ et $J^{\pi}= 9/2^{+}$ et $11/2^{-}$ on obtient également un bon accord. Pour les résonances correspondant aux états : J^{π} = 1/2 à 7/2, les énergies des états de rotation sont telles que ces résonances se recouvrent. Les barres d'erreur expérimentales ne permettent pas de les distinguer mais on peut constater que la forme générale de la probabilité de fission dans cette région est assez bien reproduite. Notamment les intensités relatives entre le maximum de la résonance "large", les résonances fines "isolées" : $J^{\pi} = 9/2^{+}$ et $11/2^{-}$ et le fond sont conformes aux résultats (sauf toutefois dans le cas $30°<\theta_f<60°$ vers 5,87 MeV).

On peut observer qu'il y a une difficulté à obtenir un bon accord dans quelques cas : dans la région située vers 5,87 MeV d'énergie d'excitation (fig. V.6 a,b,c) et dans la région située au delà de 5,9 MeV pour $30°<\theta_f<60°$ et $60°<\theta_f<90°$ (fig. V.6 c et d).

Ces difficultés peuvent être dues à plusieurs facteurs :

. Premièrement : la méthode de détermination des énergies de rotation de chaque niveau entraine une certaine incertitude sur les énergies de ces niveaux : on détermine les valeurs des paramètres des bandes de rotation à partir des énergies expérimentales des résonances les mieux "isolées". Une variation légère de l'énergie de ces résonances se répercute sur les valeurs des paramètres des bandes de rotation. Il en résulte notamment que les énergies des états situés dans la région comprise entre 5,83 et 5,88 MeV (états de spins : 1/2 à 7/2) sont déterminées avec une précision plus ou moins bonne. Or, dans cette région d'énergie les résonances se recouvrent et un faible déplacement de chacune de ces résonances qui contribue à la section efficace peut changer assez considérablement la forme de la courbe théorique (qui est la somme de ces résonances).

. Deuxièmement : dans la région d'énergie d'excitation explorée, il peut exister plusieurs états intrinsèques (et leurs états de rotation correspondants) susceptibles de "perturber" la section efficace. La possibilité d'alimenter des états de spins élevés pourrait expliquer que de tels états soient présents en réaction (d,pf) et que l'on ne les ait pas observés en réaction (n,f).

. Troisièmement : les distributions angulaires des fragments de fission sont maximales pour des valeurs de θ_f qui diminuent en fonction de J mais qui *augmentent* en fonction de K (cf. fig. V.4). Si des états de nombre quantique K élevé sont présents, ces derniers contribueront à la section efficace de manière plus importante pour les angles "proches" de 90°. Ceci expliquerait pourquoi les résonances correspondant aux états $9/2^+$, $11/2^-$ et $13/2^+$ sont difficilement visibles sur les figures V.6 c et d. ($\theta_f > 30°$)

. Quatrièmement : on peut envisager la possibilité de deux valeurs différentes de l'énergie d'inversion, à cause des deux chemins de moindre action reliant les deux troisième puits (cf. Ch. I, § I.3.4.a). On aurait alors une structure fine plus complexe. Cette hypothèse semble cependant à rejeter car cette plus grande complexité doit apparaître sur *tous* les spectres de probabilité de fission conditionnée. Ceci n'est visiblement pas le cas ; en particulier sur le spectre correspondant à $0° < \theta_f < 30°$ (fig. V.6.b), la structure fine observée pour $E^* > 5,87$ MeV est très bien décrite, à partir de l'hypothèse d'une seule valeur de l'énergie d'inversion.

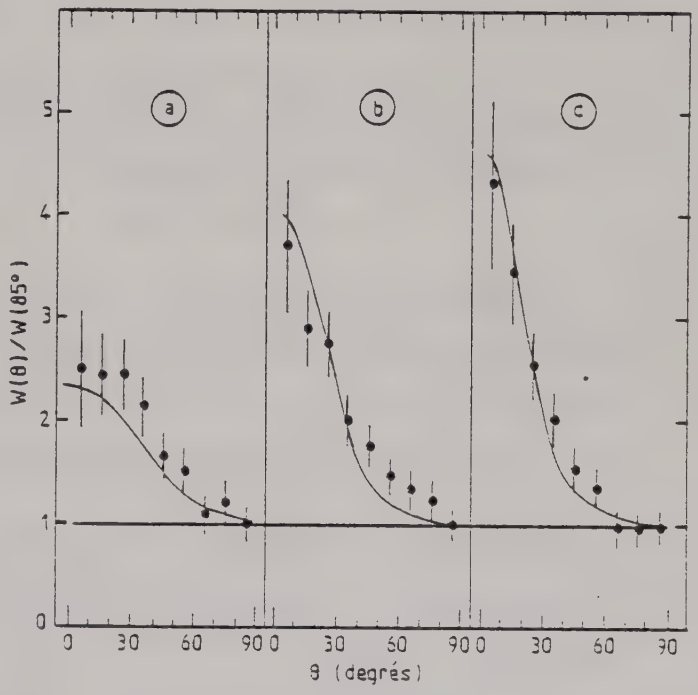


Fig. V.7. Distributions angulaires des fragments de fission pour différentes bandes en énergie d'excitation dans la résonance à 5,85 MeV de la réaction $^{230}Th(d,pf)$:

(a) : 5,826 MeV < E^* < 5,850 MeV

(b) : 5,848 MeV < E^* < 5,871 MeV

(c) : 5,869 MeV < E^* < 5,892 MeV

En traits continu : distributions angulaires calculées correspondantes.

En ce qui concerne les distributions angulaires des fragments de fission, on peut constater un très bon accord entre le calcul théorique et les résultats expérimentaux.

Il est intéressant de comparer ces résultats avec ceux concernant la réaction $^{233}U(d,pf)$ (fig. IV.7). Pour cette dernière réaction, les distributions angulaires correspondant aux diverses bandes en énergie d'excitation dans les résonances (cf. fig. IV.6) sont identiques. Ce résultat est en accord avec l'hypothèse d'états composés de classe II (cf. Ch. I, § I.3.4 c). Dans le cas de la réaction $^{230}Th(d,pf)$, on constate une nette différence entre les distributions angulaires, selon la bande en énergie d'excitation considérée. Cet exemple illustre le caractère décisif de la mesure de distribution angulaire. On voit en effet qu'il est difficile de conclure à partir du seul résultat concernant la probabilité de fission non conditionnée (fig. V.6.a).

En résumé, nous dirons que, pour la réaction $^{230}Th(d,pf)$, l'accord entre le calcul théorique, basé sur l'hypothèse de l'existence du troisième puits, et les résultats expérimentaux est satisfaisant.

Il reste maintenant à examiner si une *autre* interprétation est envisageable. Nous bénéficions, pour cette recherche, de l'acquis de l'analyse des résultats obtenus en réaction (n,f). Rappelons quelles sont les différentes possibilités pour interpréter les états métastables observés [B1 82]:

Option n°1 : Etats du noyau composé dans le second puits
Option n°2 : Etats collectifs simples du second puits
Option n°3 : Etats collectifs simples du troisième puits; pour cette dernière option : 4 versions appelées : A, B, C et D.

D'après les conclusions de l'analyse de J. Blons, les options n° 1 et 2 sont à rejeter, ainsi que la version B de l'option n° 3. Parmi les trois versions A, C et D, les versions C et D sont celles qui reproduisent le mieux les résultats obtenus en réaction (n,f).

Nous allons "reprendre" ces différentes options et versions.

Option n° 1 : Etats du noyau composé dans le second puits.

Les arguments avancés par J. Blons pour rejeter cette option sont essentiellement basés sur le fait que l'observation d'une résonance de vibration à l'énergie d'excitation voisine de 6 MeV est incompatible avec la profondeur du second puits (3 à 4 MeV) : le mouvement de vibration doit être complètement amorti à cause de la grande densité des états de classe II. De ce point de vue, l'observation de cette même résonance en réaction (d,pf) ne peut que

confirmer cette conclusion. Dès lors, on peut supposer que le deuxième puits est moins profond que ne le prévoient les calculs. La densité d'états serait alors moins importante et on se trouverait en présence d'une résonance semblable à la résonance à 5 MeV d'énergie d'excitation de la réaction ^{239}Pu(d,f) (Cf. fig. I.12). Cependant, cette hypothèse est également à rejeter car les distributions angulaires doivent être identiques pour les différents états composant la résonance [G1 76]. (On est ainsi amené, en revenant à nos résultats concernant la réaction ^{233}U(d,pf), à conclure que les résonances observées pour cette dernière réaction (cf. fig. IV.6) sont très vraisemblablement des états de classe II).

Option n° 2 : Etats collectifs simples du second puits

Dans cette option, on suppose que le second puits est très peu profond ($\sim$ 1 MeV) et que la structure fine de la résonance à 5,85 MeV est due à une bande de rotation construite sur un état intrinsèque. Le principal défaut de cette option réside dans le fait qu'aucun calcul théorique ne prévoit un second puits si peu profond. D'autre part, dans le cadre de cette option, on ne peut envisager qu'*une seule bande* de rotation (ou bien : $K = 1/2^+$, ou bien : $K = 1/2^-$ [B1 82]). L'analyse des résultats obtenus en réaction (n,f) a montré que cette option conduit à un net désaccord entre le calcul et l'expérience.

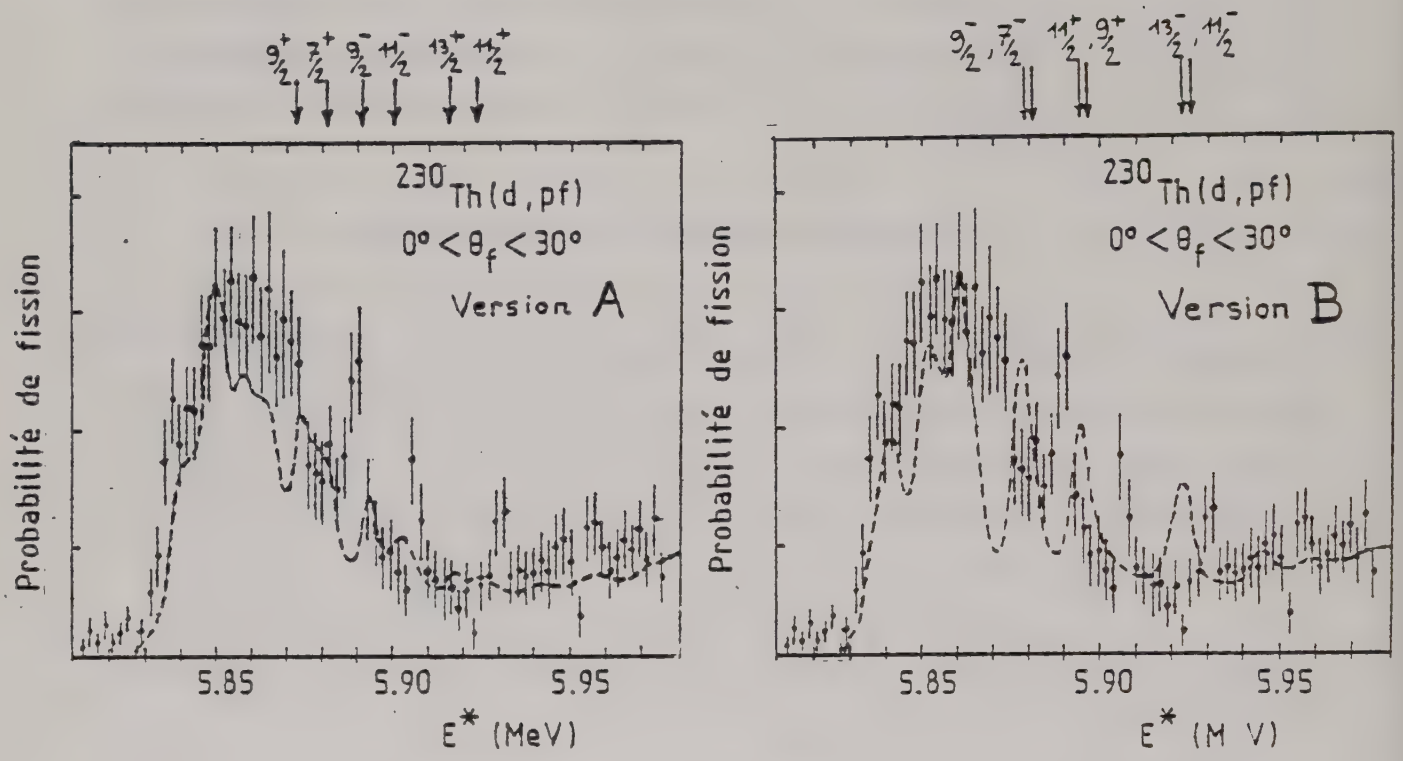
Finalement, on peut considérer comme acquis que les états métastables observés aussi bien en réaction (n,f) qu'en réaction (d,pf) *ne peuvent pas être interprétés comme des états du second puits.*

Option n° 3 : Etats collectifs simples du troisième puits.

Dans cette option, les trois premières versions : A, B et C diffèrent par les attributions de spins effectuées aux résonances de la structure fine. La version D correspond aux mêmes attributions que la version C et constitue une version plus élaborée qui prend en compte la dépendance du moment d'inertie en fonction de la déformation.

Nous avons effectué un calcul en utilisant les paramètres des versions A et B. Les résultats de ce calcul sont présentés sur les figures V.8.a et V.8.b où l'on donne le résultat pour $0° < \theta_f < 30°$. On constate que, dans les

deux cas l'accord n'est pas bon ; en particulier les énergies des niveaux de spins "élevés" ne sont absolument pas reproduites. Ce résultat nous permet, en particulier de rejeter définitivement la version A à propos de laquelle il était difficile de conclure catégoriquement à partir des seuls résultats "(n,f)" [B1 82].



(a) (b)

Fig. V.8. Analyse des résultats avec les versions A et B
(Les valeurs indiquées de J^{π} sont celles prévues par le calcul)

Un calcul utilisant les paramètres de la version D reste à faire ; dans le cas de la réaction (n,f), ce calcul avait donné des résultats très voisins à ceux de la version C, utilisée dans ce travail.

En conclusion, notre analyse nous conduit à interpréter les états métastables observés comme des états de *Classe III*.

V.2.2. Réaction ^{232}Th(d,pf)

Dans le cas de la réaction ^{232}Th(d,pf) nous avons obtenu une statistique

trop faible pour pouvoir effectuer une analyse aussi détaillée que pour la réaction ^{230}Th(d,pf). Qualitativement, on peut cependant tirer quelques conclusions. Selon l'analyse précédemment effectuée par J. Blons [B1 82], les deux résonances situées vers 6,4 MeV et vers 6,5 MeV d'énergie d'excitation correspondent à la même valeur : K = 3/2. En se rapportant à la figure V.9, on voit que pour $0° < \theta_f < 30°$, les contributions à la section efficace seraient principalement dues aux états de rotation $J \geqslant 7/2$ et, pour $40° < \theta_p < 70°$, aux états : $J \leqslant 5/2$.

On observe donc un "effet de spin" qui indique que les résonances observées peuvent appartenir à des bandes de rotation. Les énergies expérimentales correspondantes sont compatibles avec une telle hypothèse.

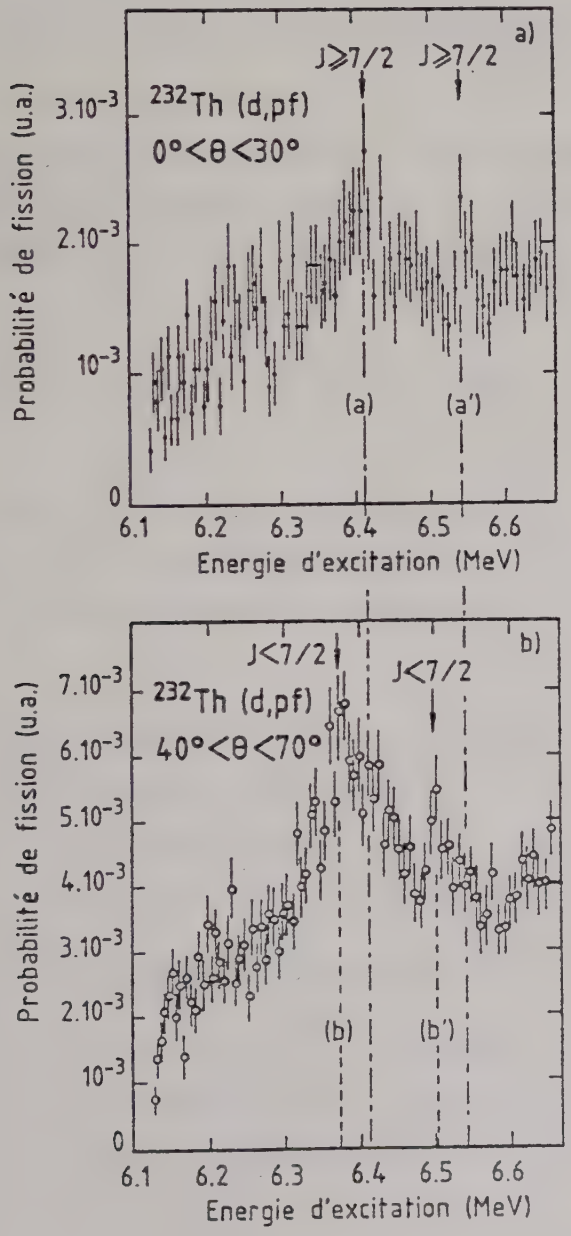


Fig. V.9. Probabilités de fission conditionnées pour la réaction ^{232}Th(d,pf).

V.3. CONCLUSION ET PERSPECTIVES

L'analyse des résultats expérimentaux concernant la réaction ^{230}Th(d,pf) montre de façon très nette les faits suivants :

. Nous observons des états de rotation de spins "élevés" (J^{π}= 9/2^{+}, 11/2^{-} et 13/2^{+}) qui prolongent les bandes de rotation observées en réaction (n,f). Rappelons que nos motivations à réaliser l'expérience sur la réaction ^{230}Th(d,pf) étaient précisément basées sur l'hypothèse qu'il était possible d'observer ces états. Compte-tenu de la résolution que nous avons obtenue ($\delta E \simeq 8$ keV), nous pouvons conclure que ces états métastables possèdent une durée de vie supérieure à 10^{-19} s.

. Notre évaluation des paramètres des bandes de rotation conduit à des valeurs quasiment identiques à celles déterminées au cours de l'analyse des résultats obtenus avec la réaction ^{230}Th(n,f).

. La mesure des distributions angulaires des fragments de fission montre très nettement que les résonances observées correspondent à des états de spin de plus en plus élevés en fonction de l'énergie d'excitation, ce qui indique bien la présence d'états de rotation.

. Les interprétations des états métastables observés en terme d'états du second puits sont à rejeter catégoriquement.

En conclusion, nous dirons que nos résultats montrent, de façon très nette, l'existence d'un troisième puits dans la barrière de fission du noyau ^{231}Th et qu'ils confirment largement les résultats et les conclusions des expériences réalisées en réaction (n,f).

En ce qui concenre la réaction ^{232}Th(d,pf), nous pouvons dire que nos résultats sont compatibles avec l'hypothèse de l'existence d'un troisième puits dans la barrière de fission du noyau ^{233}Th mais que la statistique obtenue n'est pas suffisante pour tirer une conclusion définitive.

Ces résultats nous amènent à proposer les perspectives suivantes :

La faible statistique obtenue pour la réaction ^{232}Th(d,pf) provient d'un temps de fission trop restreint. Dans le cas où les résultats de la deuxième expérience sont insuffisants (*), on peut envisager de refaire

(*) Cf. note p. 131.

l'expérience. Signalons que la présence d'un fond important pour cette réaction nécessite une statistique meilleure que celle obtenue pour la réaction ^{230}Th(d,pf).

Il serait très intéressant de réaliser une expérience sur le noyau cible ^{229}Th. On produirait alors le noyau ^{230}Th fissionnant, c'est-à-dire un noyau *pair-pair* pour lequel les structures résonantes correspondant aux bandes de rotation devraient en principe ne pas être perturbées par d'autres structures. De plus l'analyse des bandes de rotation serait plus simple puisque dans le cas d'un noyau pair ($K = 0^+$), il n'y a pas de paramètres de découplage. Une telle expérience est envisagée pour 1983-1984. L'intérêt de cette expérience est d'autre part "renforcé" par le fait que le noyau ^{230}Th ne peut pas être observé, en réaction (n,f), dans la région d'énergie d'excitation située sous le seuil puisque le noyau ^{229}Th est fissile par neutrons lents (cf. Introduction du chapitre II).

CONCLUSION

L'objet de ce travail était l'étude de la barrière de fission du noyau ^{231}Th au niveau du second point selle, à l'aide de la réaction $^{230}Th(d,pf)$.

Le but fixé était d'observer, dans la résonance à 5,85 MeV d'énergie d'excitation (720 keV énergie de neutrons), une structure fine correspondant à des états métastables d'un troisième puits creusé au sommet de la deuxième barrière. Cette structure fine, dans cette hypothèse, se composerait de deux bandes de rotation de parités opposées et globalement décalées en énergie. Cette particularité provient de la configuration asymétrique en masse du noyau fissionnant dans le troisième puits et entraîne la possibilité d'identifier expérimentalement ce puits sans ambiguité.

Avant ce travail, plusieurs expériences avaient été effectuées avec la réaction $^{230}Th(n,f)$:

- une mesure de section efficace de fission dans la région de la résonance à 720 keV, effectuée par le groupe de Saclay (résolution en énergie $\simeq$ 2 keV), et au cours de laquelle une structure fine a été mise en évidence; (largeur des résonances $\simeq$ 7 keV).
- des mesures de distributions angulaires des fragments de fission et de rapports d'anisotropie réalisées par les groupes de Bordeaux et de Los Alamos.

Les résultats de ces expériences ont pu être interprétés de manière très convaincante par l'hypothèse du troisième puits. Cependant, la réaction de capture d'un neutron ne permets pas d'alimenter des états de spin supérieurs à 7/2, limitant ainsi la partie observable des bandes de rotation. D'autre part, une mesure simultanée de la section efficace et des distributions angulaires des fragments n'avait jamais été faite.

En utilisant la réaction (d,pf) - qui apporte plus de moment angulaire que la réaction de capture d'un neutron - et grâce à un dispositif expérimental permettant de mesurer à la fois la probabilité de fission en fonction de l'énergie d'excitation et les destributions angulaires des fragments de fission, nous avons pu observer clairement des états métastables de spins supérieurs à 7/2 appartenant aux bandes de rotation attendues ($J^{\pi} = 9/2^{+}$, $11/2^{-}$ et $13/2^{+}$).

La mesure de l'énergie d'excitation, effectuée par l'intermédiaire de l'énergie du proton, a été réalisée à l'aide d'un spectromètre magnétique QD3 et de deux compteurs proportionnels ; la résolution en énergie obtenue est d'environ 8 keV, c'est-à-dire de l'ordre de grandeur de la largeur des résonances fines attendues. La mesure des distributions angulaires des fragments de fission, réalisée à l'aide de détecteurs à plaques parallèles divisés en secteurs angulaires, a permis de confirmer les attributions de spin effectuées à partir des résonances fines observées.

Les valeurs des paramètres des bandes de rotation, déduites de notre analyse sont les suivantes :

$$\text{Parité } + \begin{cases} \hbar^2/2\mathcal{J} = (1,9 \pm 0,1) \text{ keV} \\ a = 0,2 \pm 0,1 \\ E_o^{+} = (5,842 \pm 0,001) \text{ MeV} \end{cases}$$

$$\text{Parité } - \begin{cases} \hbar^2/2\mathcal{J} = (2,0 \pm 0,1) \text{keV} \\ a = -0,1 \pm 0,1 \\ E_o^{-} = (5,831 \pm 0,001) \text{ MeV}) \end{cases}$$

La valeur du paramètre $\hbar^2/2\mathcal{J}$, voisine de 2 keV, indique induscutablement une très grande déformation, supérieure à celles rencontrées dans le second puits ($\hbar^2/2\mathcal{J}_{II} \simeq 3,3$ keV). De plus, nos valeurs confirment nettement celles déduites de l'analyse des résultats obtenus en réaction (n,f).

En conclusion, nos résultats montrent que les états métastables observés sont des états de classe III et ce travail apporte ainsi une preuve expérimentale de l'existence d'un troisième puits dans la barrière de fission du noyau ^{231}Th.

Annexe I

RECONSTITUTION DES TRAJECTOIRES EN LIGNE

(Référence : § III.2.3)

La méthode de reconstitution des trajectoires en ligne a été conçue pour permettre au calculateur d'acquisition d'effectuer un calcul approché du rayon de courbure ρ (sous forme de numéro de canal : n_ρ) en fonction des numéros de canaux n_1 et n_2 correspondant aux "impacts" respectifs de la trajectoire de l'ion détecté dans le premier et le second compteur (*). Ce calcul approché nécessite la lecture de tables numériques. Ces dernières sont calculées au préalable (MODCOMP), puis introduites en mémoire du calculateur d'acquisition (VARIAN). On présente ici le principe du calcul de ces tables et de leur utilisation.

Considérons une trajectoire quelconque qui traverse les deux fils respectivement en M_1 et M_2, d'abcisses X_1 et X_2 (se reporter à la figure III.8). Cette trajectoire fait partie de l'ensemble des trajectoires qui focalisent en S. A ce point S, correspond une valeur du rayon de courbure : $\rho(S) = \rho(X_1,X_2)$. Cette valeur de ρ correspond à la trajectoire centrale qui passe par S et permet de déterminer l'énergie de l'ion détecté. Pour M_1 donné, il existe une trajectoire centrale qui coupe la focale en $\widetilde{S}$ et le deuxième fil en $\widetilde{M}_2$, d'abcisse $\widetilde{X}_2$. $\widetilde{X}_2$ est donc une fonction de X_1, de même que la valeur de ρ correspondante : $\rho(X_1,\widetilde{X}_2(X_1))$. En faisant un développement au premier ordre de $\rho(X_1,X_2)$, on a :

$$\rho(X_1,X_2) = \rho(X_1,\widetilde{X}_2(X_1)) + [X_2-\widetilde{X}_2(X_1)] \times \left[\frac{\partial\rho(X_1,X_2)}{\partial X_2}\right]_{\widetilde{X}_2(X_1)} \qquad \text{(A.I.1)}$$

On définit les deux fonctions suivantes :

(*) Ce calcul permet également d'effectuer une correction de temps de vol en ligne (cf. § III.4.3. et III.5.2).

$s(X_1,X_2)$: abscisse curviligne sur (F) correspondant à la trajectoire (M_1,M_2)

$\bar{\rho}(s)$: fonction (à une variable) définie par : $\bar{\rho}[s(X_1,X_2)] \equiv \rho(X_1,X_2)$

On voit alors que l'expression (A.I.1) peut s'écrire :

$$\rho(X_1,X_2) = \rho(X_1,\tilde{X}_2(X_1)) + [X_2-\tilde{X}_2(X_1)] \times \left[\frac{\partial s(X_1,X_2)}{\partial X_2}\right]_{\tilde{X}_2(X_1)} \times \left[\frac{d\bar{\rho}(s)}{ds}\right]_{\tilde{s}(X_1)} \qquad \text{(A.I.2)}$$

D'autre part, on a les relations d'étalonnage pour les deux compteurs :

$$\begin{cases} X_1 = A_1 n_1 + B_1 & \text{(A.I.3a)} \\ X_2 = A_2 n_2 + B_2 & \text{(A.I.3b)} \end{cases}$$

où les coefficients A_1,B_1, A_2 et B_2 sont déterminés selon la méthode exposée au § III.2.3.b.

On peut également définir deux coefficients : A_ρ et B_ρ qui relient ρ à un numéro de canal :

$$\rho = A_\rho n_\rho + B_\rho \qquad \text{(A.I.3c)}$$

ces coefficients peuvent être définis en fonction de la plage en ρ que l'on veut stocker sous forme de spectre :

$$\begin{cases} B_\rho = \rho_{min} & \text{(A.I.4 a)} \\ A_\rho = \dfrac{\rho_{max} - B_\rho}{n_\rho^{max}} & \text{(A.I.4 c)} \end{cases}$$

avec : n_ρ^{max} = nombre de canaux sur lequel est stocké ρ. On voit alors qu'en posant :

$$\begin{cases} \tilde{n}_2(n_1) = \dfrac{\tilde{X}_2(X_1) - B_2}{A_2} & \text{(A.I.5 a)} \\ \tilde{n}_\rho(n_1) = \dfrac{\rho(X_1,\tilde{X}_2(X_1)) - B_\rho}{A_\rho} & \text{(A.I.5 b)} \\ N(n_1) = \dfrac{A_2}{A_\rho}\left[\dfrac{\partial s(X_1,X_2)}{\partial X_2}\right]_{\tilde{X}_2(X_1)} \times \left[\dfrac{d\bar{\rho}(s)}{ds}\right]_{\tilde{s}(X_1)} & \text{(A.I.5 c)} \end{cases}$$

L'expression (A.I.2) peut s'écrire sous la forme suivante :

$$n_\rho(n_1,n_2) = \tilde{n}_\rho(n_1) + [n_2 - \tilde{n}_2(n_1)] \times N(n_1) \qquad \text{(A.I.6)}$$

où $n_\rho(n_1,n_2)$ est le numéro de canal correspondant au rayon de courbure de l'ion détecté, n_1 le numéro de canal relatif au premier compteur et n_2 celui relatif au second. Les quantités : $\tilde{n}_2(n_1)$, $\tilde{n}_\rho(n_1)$ et $N(n_1)$ peuvent être introduites dans les mémoires du calculateur d'acquisition sous formes de tables (indicées par n_1). A partir de l'information (n_1,n_2) fournie par les compteurs et à partir de la simple lecture des tables, le calculateur d'acquisition peut exécuter, en ligne, les opérations de l'expression (A.I.6).

CALCUL DES TABLES

Le calcul des tables $\tilde{n}_2(n_1)$, $\tilde{n}_\rho(n_1)$ et $N(n_1)$ est effectué à partir des expressions (A.I.5), ce qui exige de calculer les quantités :

$$\tilde{X}_2(X_1), \rho(X_1,\tilde{X}_2(X_1)), \left(\frac{d\bar{\rho}(s)}{ds}\right)_{\tilde{s}(X_1)} \text{ et } \left(\frac{\partial s(X_1,X_2)}{\partial X_2}\right)_{\tilde{X}_2(X_1)}$$

• On commence d'abord par calculer $\tilde{s}(X_1)$: la formule (III.2 a) du § III.2.3.b, donne, par l'intermédiaire du tableau de référence (Tableau III-4), une correspondance : $(X_1,\tilde{s})$ pour certaines valeurs de X_1. Pour une valeur quelconque de X_1, on effectue une interpolation de Lagrange qui permet d'obtenir : $\tilde{s}(X_1)$.

• On peut ensuite calculer : $\rho(X_1,\tilde{X}_2(X_1)) = \bar{\rho}(\tilde{s})$ en calculant l'expression :

$$\bar{\rho}(\tilde{s}(X_1)) = a_0 + a_1\tilde{s}(X_1) + \ldots + a_n\tilde{s}^n(X_1) \qquad \text{(A.I.7)}$$

où les coefficients a_i ont été au préalable calculés par moindres carrés à partir du tableau de référence (cf. § III.2.3 b). On en tire, par dérivation de ce polynôme, la valeur de $\left(\frac{d\bar{\rho}(s)}{ds}\right)_{\tilde{s}(X_1)}$

• On calcule ensuite :

$$\psi(\tilde{s}(X_1)) = b_o + b_1\tilde{s}(X_1) + \ldots + b_m\tilde{s}^m(X_1) \qquad \text{(A.I.8)}$$

où les coefficients b_i ont été calculés d'avance, par moindres carrés (comme les a_i).

• On calcule alors $\tilde{X}_2(X_1)$ par la formule (III.2 b) du § III.2.3 b.

• On calcule ensuite $\left(\frac{\partial s(X_1,X_2)}{\partial X_2}\right)_{\tilde{X}_2(X_1)}$ en fonction de $\tilde{s}$ et ψ :

on a (voir fig. III.8) : $\frac{\partial s}{\partial X_2} = \frac{s-\tilde{s}}{X_2-\tilde{X}_2} = \frac{\widehat{S\tilde{S}}}{M_2\tilde{M}_2}$ (A.I.9)

On peut considérer que : $\widehat{\tilde{S}S} \simeq \widehat{\tilde{S}\tilde{S}'}$

et on montre que : $\overline{\tilde{S}S'} = -\frac{(X_{\tilde{S}}-X_{S'})}{\cos\frac{\tilde{s}}{R}}$ (A.I.10)

On exprime ensuite que S' est l'intersection des droites M_1M_2 et $T_{\rho(\tilde{s})}$ cela donne :

$$\frac{Y_1-Y_2}{X_1-X_2}(X_{S'}-X_2) = (X_{S'}-X_{\tilde{S}})\operatorname{tg}\frac{\tilde{s}}{R} + (X_{\tilde{S}}-\tilde{X}_2)\operatorname{tg}(\psi+\frac{\tilde{s}}{R}) \quad (A.I.11)$$

On fait ensuite un développement au premier ordre en $(X-\tilde{X}_2)$ de $\frac{Y_1-Y_2}{X_1-X_2}$, cela donne, en utilisant la formule III.2.b du § III.2.3.b :

$$\frac{Y_1-Y_2}{X_2-X_2} = \left(1+\frac{X_2-\tilde{X}_2}{X_1-\tilde{X}_2}\right)\operatorname{tg}(\psi+\frac{\tilde{s}}{R}) \quad (A.I.12)$$

en reportant dans (A.I.11) et en éliminant les termes du 2ème ordre, on arrive à :

$$(X_{S'}-X_{\tilde{S}})[\operatorname{tg}(\psi+\frac{\tilde{s}}{R}) - \operatorname{tg}\frac{\tilde{s}}{R}] = (X_2-\tilde{X}_2)[\operatorname{tg}(\psi+\frac{\tilde{s}}{R}) - \left(\frac{X_{\tilde{S}}-\tilde{X}_2}{X_1-\tilde{X}_2}\right)\operatorname{tg}(\psi+\frac{\tilde{s}}{R})] \quad (A.I.13)$$

d'autre part, on voit que :

$$\frac{X_{\tilde{S}}-\tilde{X}_2}{X_1-\tilde{X}_2} = \frac{Y_2-R(1-\cos\frac{\tilde{s}}{R})}{Y_2-Y_1} \quad (A.I.14)$$

En reportant (A.I.14) dans (A.I.13) et d'après (A.I.9) et (A.I.10), on obtient finalement (au 1er ordre) :

$$\left(\frac{\partial s(X_1,X_2)}{\partial X_2}\right)_{\tilde{X}_2(X_1)} = \frac{\operatorname{tg}(\psi+\frac{\tilde{s}}{R})[Y_1-R(1-\cos\frac{\tilde{s}}{R})]}{(Y_1-Y_2)[\operatorname{tg}(\psi+\frac{\tilde{s}}{R})-\operatorname{tg}\frac{\tilde{s}}{R}]\cos\frac{\tilde{s}}{R}} \quad (A.I.15)$$

Annexe II

CALCUL DES SEPARATRICES SUR LES ANODES DES DETECTEURS A PLAQUES PARALLELES

(Référence:§ III.3.2)

On définit les grandeurs suivantes (cf. figure) :

Vitesses :

- $\overrightarrow{OA} = \overrightarrow{v_R}$ = vitesse de recul dans le laboratoire
- $\overrightarrow{OB} = \overrightarrow{v_F}$ = vitesse du fragment considéré dans le laboratoire.
- $\overrightarrow{AB} = \overrightarrow{v_{rF}}$ = vitesse du fragment considéré dans le centre de masse lié au noyau de recul.

Angles : (tous les angles sont orientés).

- θ_R = (faisceau, recul) = (Oz, oz')
- γ = (faisceau, perpendiculaire au détecteur) = (Oz,OZ')
- $\delta \equiv \theta_R - \gamma$
- θ, ϕ : angles qui repèrent la direction d'émission du fragment dans le laboratoire par rapport au repère (O;X',Y',Z')
- $\overline{\theta}$, $\overline{\phi}$: angles qui repèrent la direction d'émission du fragment dans le centre de masse lié au noyau de recul, par rapport au repère (O;x',y',z')
- α projection de θ sur le plan de la réaction.

Coordonnées distances

- $X = \overline{PI}$ abscisse de l'impact du fragment
- $Y = \overline{PJ}$ ordonnée de l'impact du fragment

} dans le repère (P;X,Y), lié au détecteur

- $D = OP$ = distance "cible-détecteur"

On commence par exprimer $\overline{\theta}$ en fonction de θ et ϕ :

$$\text{On a : } \cos\overline{\theta} = \frac{\overline{ON} - OA}{\sqrt{OA^2+OB^2-2OA.\overline{ON}}} \qquad \text{(A.II.1)}$$

$$\text{d'autre part : } \overline{ON} = OB\sqrt{1-\sin^2\theta\sin^2\phi}\,[\cos\alpha\cos\delta + \sin\alpha\sin\delta] \qquad \text{(A.II.2)}$$

$$\text{on montre ensuite que : } \begin{cases} \cos\alpha = \dfrac{\cos\theta}{\sqrt{1-\sin^2\theta\,\sin^2\phi}} \\ \sin\alpha = \dfrac{|\sin\theta|\cos\phi}{\sqrt{1-\sin^2\theta\,\sin^2\phi}} \end{cases} \qquad \text{(A.II.3)}$$

et on arrive à :

$$\cos\overline{\theta} = \frac{v_F(\cos\theta\cos\delta + |\sin\theta|\cos\phi\sin\delta) - v_R}{\sqrt{v_R^2+v_F^2-2v_Rv_F(\cos\theta\cos\delta + |\sin\theta|\cos\phi\sin\delta)}} \qquad \text{(A.II.4)}$$

θ et ϕ sont reliés à X,Y et D par les relations :

$$\begin{cases} \cos\theta = \dfrac{D}{\sqrt{D^2+X^2+Y^2}} \qquad \sin\theta = \dfrac{\sqrt{X^2+Y^2}}{\sqrt{D^2+X^2+Y^2}} \\ \cos\phi = \dfrac{X}{\sqrt{X^2+Y^2}} \end{cases} \qquad \text{(A.II.5)}$$

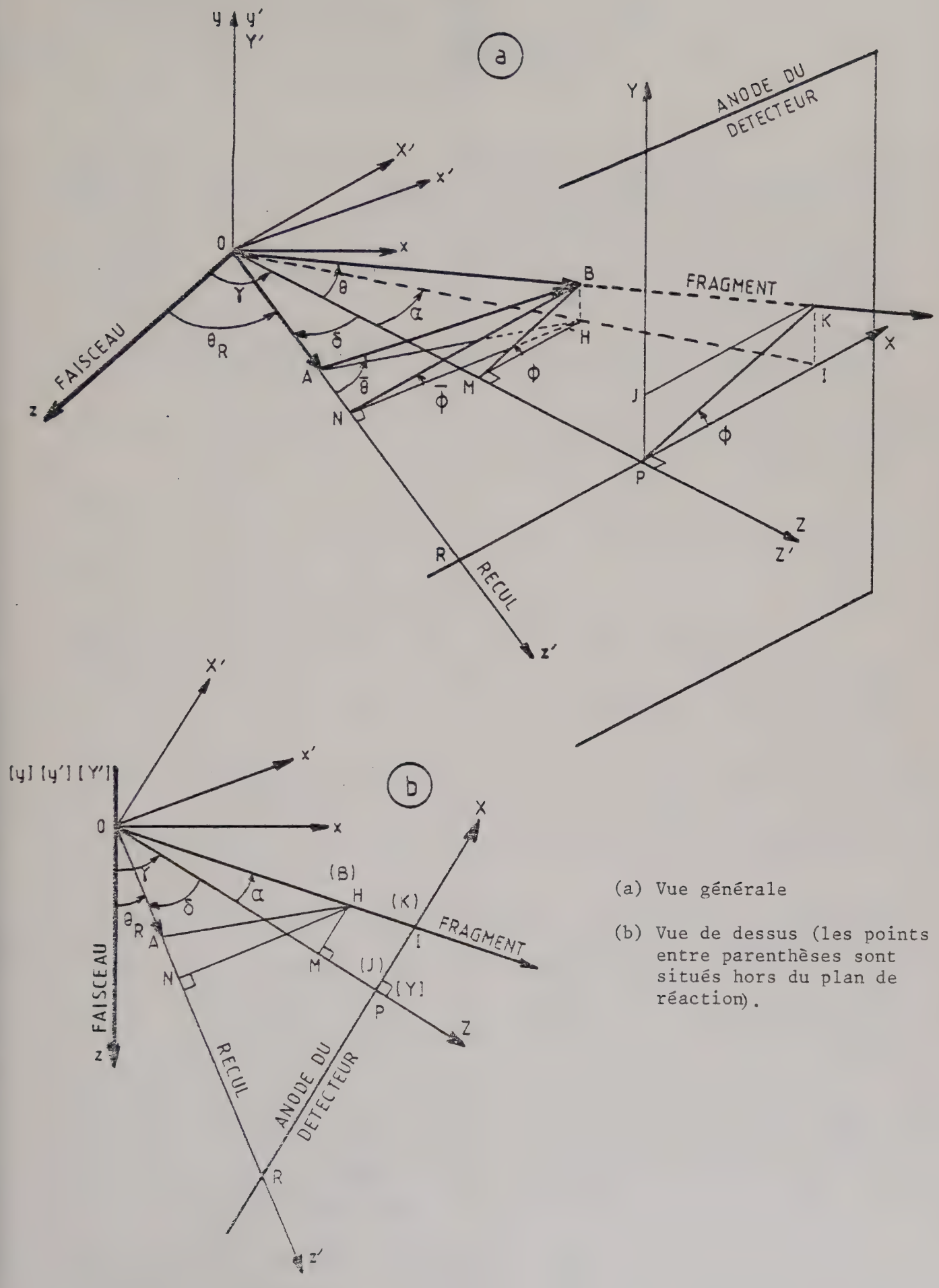
en reportant ces relations dans (A.II.4), on aboutit à :

$$\cos\overline{\theta} = \frac{v_F(D\cos\delta + X\sin\delta) - v_R\sqrt{D^2+X^2+Y^2}}{\sqrt{(D^2+X^2+Y^2)(v_R^2+v_F^2) - 2\,v_Rv_F(D\cos\delta + X\sin\delta)\sqrt{D^2+X^2+Y^2}}} \qquad \text{(A.II.6)}$$

on en déduit l'équation de la séparatrice correspondant à la condition $\overline{\theta} = C^{te}$ dans le repère (P;X,Y) :

$$Y^2 + [1-f(\overline{\theta})\sin^2\delta]X^2 - 2XD\,f(\overline{\theta})\sin\delta\cos\delta + [1 - f(\overline{\theta})\cos^2\delta]D^2 = 0 \qquad \text{(A.II.7)}$$

avec :



(a) Vue générale

(b) Vue de dessus (les points entre parenthèses sont situés hors du plan de réaction).

$$f(\overline{\theta}) = \left[\frac{\left(\frac{v_R}{v_F}\right) \sin^2 \overline{\theta} + \sqrt{\left(\frac{v_R}{v_F}\right)^2 (\sin^4\overline{\theta} - \sin^2\overline{\theta}) + \cos^2 \overline{\theta}}}{\cos^2\overline{\theta} - \left(\frac{v_R}{v_F}\right)^2 \sin^2 \overline{\theta}} \right]^2 \qquad \text{(A.II.8)}$$

Pour $\overline{\theta}$ donné, il y a autant de séparatrices que de valeurs de v_F. Cependant, la distribution des vitesses des fragments possède une valeur moyenne $\langle v_F \rangle$ qu'on peut estimer et on calcule donc (A.II.8) en y remplaçant v_F par $\langle v_F \rangle$. $v_R/\langle v_F \rangle$ est très faible (de l'ordre de $5\ 10^{-2}$), de sorte que les courbes données par (A.II.7) et (A.II.8) sont très voisines des courbes obtenues en faisant simplement $v_R/v_F = 0$, dans $f(\overline{\theta})$. L'approximation, très bonne pour les petits angles $\overline{\theta}$, donne un "écart angulaire" maximum de l'ordre de 2,5° pour $\overline{\theta} = 90°$ dans le cas des réactions ^{230,232}Th(d,pf).

REFERENCES

[Ab 80] H. Abou Yehia, Thèse d'Etat, Orsay, n° 2267 (1980)

[Ad 71] G.D. Adeev, I.A. Gamalya , P.A. Cherdantsev, Yad. Fiz. 13 (1971) 1180 ; Sov. J. Nucl. Phys. 13 (1971) 679

[An 70] B.L. Andersen, F. Dickmann, K. Dietrich ; Nucl. Phys. A159 (1970) 337.

[Au 71] G.F. Auchampaugh, J.A. Farell, D.W. Bergen ; Nucl. Phys. A171 (1971) 31.

[Ba 69] B.B. Back, J.P. Bondorf, G.A. Ostrenchenko, J. Pedersen, B. Rasmussen; Phys. and Chem. of Fission, Vienne 1969, IAEA - Vienne, SM 122/74 (1969) 351.

[Ba 72] B.B. Back, H.C. Britt, J.D. Garrett, Ole Hansen; Phys. Rev. Lett. 28, n° 26 (1972) 1707.

[Ba 74] B.B. Back, Nucl. Phys. A228 (1974) 323.

[Ba 77] G. Barreau, Thèse d'Etat, IN2P3 - CENBG, n° 7706 (1977).

[Ba 79] H. Backe, L. Ritcher, D. Habs, V. Metag, J. Pedersen, P. Singer, M.J. Specht ; Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 490.

[Ba 80] H. Backe, U. Goerlach, D. Habs, P. Just, V. Metag, P. Singer, M.J. Specht ; Verh, Dtsch. Phys. Ges. 9 (1980) 1106.

[Be 79] C.E. Bemis, J.R. Beene, J.P. Young, S.D. Kramer ; Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1854.

[Be 81] J.F. Berger, M. Girod, D. Gogny ; J. Phys. Lettres 23 (1981) 509.

[Be 82] T. Ben Foughal, Thèse d'Etat, IN2P3-CEN BG, n° 8226 (1982).

[BG 80] J.F. Berger, M. Girod ; Phys. and Chem. of Fission, Jülich - 1979, IAEA-Vienne, SM-241/C2, Vol. 1 (1980) 265.

[Bh 76] B.S. Bandhari ; Nucl. Phys. A256 (1976) 271

[Bl 75] J. Blons, C. Mazur, D. Paya ; Phys. Rev. Lett. 35, n° 26 (1975) 1749.

[Bl 78] J. Blons, C. Mazur, D. Paya, M. Ribrag, H. Wiegmann ; Phys. Rev. Lett. 41, n° 19 (1978) 1282.

[Bl 82] J. Blons, Thèse d'Etat, Orsay n° 2591 (1982).

[BL 80] S. Bjørnholm, J.E. Lynn ; Rev. of Mod. Phys., Vol 52, n° 4 (1980) 725.

[BM 81] C. Budtz-Jorgensen, J. Meadows ; Dynamics of Nucl. Fission and Related Collective Phenomena, Bad Honnef 1981, Lect.Notes in Phys.158(19

[Bo 55] A. Bohr, Proc. Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Genève - 1955, P/911, Vol.2 (1955) 151.

[Bo 69] M. Bolsterli, E.O. Fiset, J.R. Nix ; Phys. and Chem. of Fission, Vienne 1969, IAEA - Vienne, SM 122/100 (1969) 183.

[Bo 72] M. Bolsterli, E.O. Fiset, J.R. Nix, J.L. Norton ; Phys. Rev. C5 (1972) 1050.

[Bo 77] J. Borggreen, J. Pedersen, G. Sletten, R. Heffner, E. Swansson ; Nucl. Phys. A279 (1977) 189.

[BQ 74] M. Brack, J. Quentin ; Phys. and Chem. of Fission, Rochester - 1973, IAEA - Vienne SM 174/98, Vol. 1 (1974) 231.

[Br 65] H.C. Britt, W.R. Gibbs, J.J. Griffin, R.H. Stokes ; Phys. Rev. 19, 2B (1965) 354.

[Br 68] H.C. Britt, F.A. Rickey Jr, W.S. Hall ; Phys. Rev. 175, 4 (1968) 1525.

[Br 72] M. Brack, J. Damgaard, A.S. Jensen, H.C. Pauli, V.M. Strutinsky, C.Y. Wong ; Rev. of Mod. Phys. 44 (1972) 320.

[Br 74] M. Brack, T. Ledergerber, H.C. Pauli, A.S.Jensen; Nucl. Phys. A234 (1974) 185.

[Br 80] B. Bruneau, Thèse d'Etat, IN2P3-CEN BG n° 1567 (1980)

[BT 72] L.M. Bollinger, G.E. Thomas ; Phys. Rev. C6 (1972) 1322.

[BW 39] N. Bohr, J.A. Wheeler ; Phys. Rev. 56 (1939) 426.

[BW 52] J.M. Blatt, V.F. Weisskopf ; Theoretical Nuclear Physics, John Wiley & Sons - New-York (1952).

[CN 70] J.D. Cramer, J.R. Nix ; Phys. Rev. C2 (1970) 1048.

[Co 67] J.L. Cook, H. Fergusson, A.R. Del Musgrove ; Aust. J. Phys. 20 (1967) 477.

[Co 73] C. Cohen-Tanoudji, B. Diu, F. Laloé, Mécanique Quantique - Hermann (1973) 453.

[CS 38] I. Curie, P. Savitch ; J. de Phys. 7, 9 (1938) 355.

[CS 62] S. Cohen, W.J. Swiatecki ; Ann. of Phys. 19 (1962) 67.

[DG 80] J. Dechargé, D. Gogny ; Phys. Rev. C21 (1980) 1568.

[Di 72] K. Dietrich ; Int. Cent. for Theor. Phys., Trieste 1971, IAEA-Vienne (1972) 373.

[Fa 81] B. Fabbro, J. Blons, A. Greiner, J. Julien, C. Mazur, Y. Patin, D. Paya, M. Ribrag ; Dynamics of Nucl. Fission and Related Collective Phenomena, Bad Honnef 1981, Lect. Notes in Phys. 158 (1981) 109.

[Fe 34] E. Fermi ; Nature 133 (1934) 898.

[FG 81] J. Fouan, A. Greiner, Communication privée.

[Fl 74] H. Flocard, P. Quentin, D. Vautherin, A.K. Kermann ; Phys. and Chem. of Fission, Rochester - 1973, IAEA -;Vienne, SM 174/38, Vol. 1 (1974) 221.

[FM 66] J.S. Fraser, J.C.D. Milton ; Ann. Rev. of Nucl. Science 16 (1966) 379.

[FN 72] E.O. Fiset, J.R. Nix ; Nucl. Phys. A193 (1972) 647.

[Fu 68] A. Fubini, J. Blons, A. Michaudon, D. Paya ; Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 1373.

[Ga 69] E.V. Gaĭ, A.V. Ignatiuk, N.S. Rabotnov, G.N. Smirenkin ; Phys. and Chem. of Fission., Vienne - 1969, IAEA - Vienne, SM 122/132 (1969) 337.

[Ga 77] J. Gastebois, B.I.S.T., CEA ISSN-0007-4543, Juillet/octobre 1977, p. 44.

[Ga 81] J. Gastebois, Communication privée.

[GC 65] A. Gilbert, A.G.W. Cameron ; Can. J. Phys. 43 (1965) 1446.

[Gl 76] P. Glässel, H. Rössler, H.J. Specht ; Nucl. Phys. A256 (1976) 220.

[Go 73] D. Gogny ; Proc. Int. Conf. on Nucl. Phys., Munich, Eds. North Holland, Amsterdam (1973).

[Go 75] P.D. Goldstone ; State University of New-York at Stony Brook, Ph.D.(1975).

[Go 78] P.D. Goldstone, F. Hopkins, R.E. Malmin, P. Paul ; Phys. Rev. C18, 4 (1978) 1706.

[Gu 67] C. Gustafson, I.L. Lamm, B. Nilsson, S.G. Nilsson ; Proc. Int. Symp. "Why and how should we investigate nuclides far off the stability line", Lysekil, Suède - août 1966 ; Almqvist and Wiksell, Stockholm (1966) 613 ; Ark. Fys. 36 (1967) 613.

[Ha 82] G. Haouat, J. Lachkar, C. Lagrange, J. Jary, J. Sigaud, Y. Patin ; Nucl. Sci. Eng. 81 (1982) 491.

[HF 52] U. Hauser, H. Feshbach; Phys. Rev. 87 (1952) 366.

[HM 80] W.M. Howard, P. Möller ; Atom-Data and Nucl. Data Tables, vol. 25, n° 3, mai 1980.

[HN 74] W.M. Howard, J.R. Nix ; Phys. and Chem. of Fission, Rochester 1973, IAEA-Vienne, SM 174/60, vol. 1 (1974) 145.

[HS 38] O. Hahn, F. Strassmann, Naturwiss. 26 (1938) 755.

[HS 39] O. Hahn, F. Strassmann, Naturwiss. 27 (1939) 11.

[HS 56] R.L. Henkel, R.K. Smith ; Rapport BNL 325, Ed. D.J. Hughes & J.A. Harvey (1955)

[Ja 69] G.D. James ; Nucl. Phys. A23 (1969) 24.

[Ja 72] G.D. James, L.G. Earwaker, J.E. Lynn ; Nucl. Phys. A189 (1979) 225.

[Ja 81] J. Jary, Note n° P2N-145/81, DPG-SPNN-CEA-DAM.

[Jo 39] F. Joliot ; C.R. Acad. Sc. 208 (1939) 341.

[Ke 73] G.A. Keyworth, J.R. Lemley, C.E. Olsen, F.T. Seibel, J.W.T. Dabbs, N.W. Hill ; Phys. Rev. C8 (1973) 2352.

[La 82] C. Lagrange , Communication privée.

[LL 74] S.E. Larsson, G. Leander ; Phys. and Chem. of Fission, Rochester 1973, IAEA-Vienne, SM-174/06, Vol. 1 (1974) 177.

[Ly 68] J.E. Lynn ; AERE-R5891, United Kingdom Atomic Energy Authority ; Harwell (1968).

[Ly 69] J.E. Lynn ; Phys. and Chem. of Fission, Vienne - 1969, IAEA - Vienne; SM-122/204 (1969) 249.

[MF 39] L. Meitner, O. Frisch ; Nature 143 (1939) 239.

[MG 72] J. Maruhn ; W. Greiner ; Z. Phys. 251 (1972) 431.

[Mi 73] A. Michaudon ; Adv. in Nucl. Phys. 6 (1973) 1.

[Mi 76] A. Michaudon ; Int. Conf. on Interactions of Neutrons with Nuclei ; Rapport ERDA, CONE - 760715-P1 (1976) 641.

[MN 70] P. Möller, S.G. Nilsson ; Phys. Lett. B31 (1970) 283.

[MN 74] P. Möller, J.R. Nix ; Phys. and Chem. of Fission, Rochester 1973 IAEA - Vienne, SM-174/202, vol. I (1974) 103.

[MN 76] P. Möller, J.R. Nix ; Communication privée.

[Mo 64] P.A. Moldauer ; Rev. Mod. Phys. 36 (1964) 1079.

[Mo 72] U. Mosel, Phys. Rev. C6 (1972) 971.

[Mo 78] P.A. Moldauer, Rapport ANL/NDM-40 (1978)

[Mö 72] P. Möller, Nucl. Phys. A192 (1972) 529.

[MR 83] C. Mazur, M. Ribrag ; Nucl. Instr. and Meth. 212(1983) 203.

[MS 67] W.D. Myers, W.J. Swiatecki ; Proc. Int. Symp. "Why and how should we investigate nuclides far off the stability line", Lysekil, Suède - août 1966 ; Almqvist and Wiksell, Stockholm (1966) 343; Ark. Fys. 36 (1967) 343.

[MS 69] W.D. Myers, W.J. Swiatecki ; Ann of Phys. 55 (1969) 395.

[MS 71] U. Mosel, H.W. Schmitt ; Nucl. Phys. A165 (1971) 13.

[MS 77] V. Metag, G. Sletten ; Nucl. Phys. A282 (1977) 77.

[MT 68] E. Migneco, J.P. Theobald ; Nucl. Phys. A112 (1968) 603.

[Mu 73] M.G. Mustafa, U. Mosel, H.W. Schmitt ; Phys. Rev. C7 (1973) 1519.

[Ni 69a] S.G. Nilsson ; Proc. Int. School. Phys. "Enrico Fermi", Acad. Press, New-York, 40 (1969) 142.

[Ni 69b] S.G. Nilsson, G. Ohlen, C. Gustafson, P. Möller ; Phys. Lett. B30 (1969) 437.

[Ni 72] J.R. Nix, Ann. Rev. Sci. 22 (1972) 65.

[Pa 68] D. Paya, J. Blons, H. Derrien, A. Fubini, A. Michaudon, P. Ribon ; J. Phys. 29 (1968) 159.

[Pa 79] J. Pauwels, J. Van Craen, J. Van Gestel, J. Van Audenhove ; Nucl. Instr. and Meth. 167 (1979) 109.

[Pa 80a] D. Paya, Phys. and Chem. of fission, Jülich - 1979; IAEA-Vienne, SM 241/B6, Vol. 1, (1980) 207.

[Pa 80b] D. Paya ; Communication privée.

[Pa 83a] Y. Patin ; Communication privée.

[Pa 83b] Y. Patin ; Note CEA N2343, p. 83.

[Po 62] S.M. Polinakov, V.A. Druin, V.A. Karnauchov, V.L. Mikheev, A.A. Pleve, N.K. Skobelev, V.G. Subotin, G.M. Ter-Akapian, V.A. Formichev ; Zh. Eksp. Theor. Fis. 42 (1962) 1016.

[PP 76] C.M. Perey, F.G. Perey ; Nucl. Data Tables 17 (1976) 1.

[PR 60] C.E. Porter, N. Rosenzweig ; Ann. Acad. Sci. Fennicae. Physica A44 (1960).

[PT 56] C.E. Porter, R.G. Thomas ; Phys. Rev. 104, 2 (1956) 483.

[Ra 73] J. Randrup, C.F. Tsang, P. Möller, S.G. Nilsson, S.E. Larsson ; Nucl. Phys. A217 (1973) 221.

[Ro 68] Robbins, Fleming, Moinester, code DWBA : DWUCK, Version de 1968.

[Ru 74] P.A. Russo, J. Pedersen, R. Vandenbosch ; Phys. and Chem. of fission, Rochester - 1973, IAEA - Vienne, SM 174/96, Vol. 1. (1974) 271.

[Sa 74] J. Saudinos ; Spectrométrie magnétique, Ecole des Houches, sept. 74, p. 80.

[Sa 80] A. Sabir ; Thèse de 3ème cycle, Orsay, n° 2878 (1980).

[SB 73] M.G. Silbert, J.R. Berreth ; Nucl. Sci. Eng. 52 (1973) 187.

[Si 76] A. Sicre ; Thèse d'Etat, IN2P3 - CEN-BG, n° 7603 (1976).

[Sk 56] T.H.R. Skyrme ; Phil. Mag. 1 (1956) 1043.

[Sk 59] T.H.R. Skyrme ; Nucl. Phys. 9 (1959) 615.

[SL 76] R.C. Sharma, J.N. Leboeuf ; Phys. Rev. C14, 6 (1976) 2340.

[SM 77] G. de Saussure, R.L. Macklin ; Rapport ORNL/TM - 6161 (1977).

[Sp 69] H.J. Specht, J.S. Fraser, J.C.D. Milton, W.G. Davies ; Phys. and Chem. of Fission, Vienne - 1969, SM 122/128 (1969) 363.

[Sp 72] H.J. Specht, J. Weber, F. Konecny, D. Heunemann ; Phys. Lett. 41B (1972) 43.

[SP 69] V.M. Strutinsky, H.C. Pauli ; Phys. and Chem. of Fission, Vienne 1969, IAEA Vienne, SM 122/203 (1969) 155.

[St 65] V.M. Strutinsky ; Sov. J. of Nucl. Phys. 1 (1965) 421.

[St 66] V.M. Strutinsky ; Sov. J. of Nucl. Phys. Vol. 3, n° 4 (1966) 449

[St 67] V.M. Strutinsky ; Nucl. Phys. A95 (1967) 420.

[St 68] V.M. Strutinsky ; Nucl. Phys. A122 (1968) 1.

[VM 81] L.R. Veeser, D.V. Muir ; Phys. Rev. C24 (1981) 1540.

[We 35] C.F. Von Weizacker ; Z. Phys. (1935) 431.

[Wi 59] E.P. Wigner ; Group Theory, Acad. Press. New York (1959).

[Wi 62] L. Wilets ; Phys. Rev. Lett. 9, n° 10 (1962) 430.

[Wi 64] L. Wilets ; Theories of Nuclear Fission, Clarendon Press, Oxford, (1964) 114.

[Wo 68] K.L. Wolf, R. Vandenbosch, W.D. Loveland, Phys. Rev. 170, 4 (1968) 1059.

[WT 72] H. Weigmann, J.P. Theobald, Nucl. Phys. A187 (1972) 305.

Résumé

Cette thèse présente les résultats d'une mesure de probabilité de fission et de distribution angulaire des fragments de fission pour la réaction $^{230}Th(d,pf)$, dans la région de la résonance située sous le seuil de fission (E^{*}= 5,85 MeV).

L'accélérateur utilisé est un Tandem Van de Graaff. On mesure l'énergie du proton à l'aide d'un spectromètre magnétique QDD et de deux compteurs à gaz. La résolution obtenue est de 8 KeV ($\delta E/E \simeq 9.10^{-4}$). Les angles d'émission des fragments de fission sont mesurés au moyen de deux détecteurs à plaques parallèles dont les anodes sont divisées en secteurs angulaires.

Une structure fine est observée dans la résonance à 5,85 MeV. Ses caractéristiques (bandes de rotation dédoublées en parité, $\hbar^2/2\mathcal{J} \simeq 2$ KeV) permettent de conclure à l'existence d'un troisième puits dans la barrière de fission du noyau ^{231}Th.

Mots clés

Fission nucléaire, réaction (d,pf), barrière de fission (troisième puits), thorium (isotopes du).